



Titre: Auscultation des barrages en béton par écoute microsismique :
Title: détectabilité et localisation des événements

Auteur: Bernard Giroux
Author:

Date: 2001

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Giroux, B. (2001). Auscultation des barrages en béton par écoute microsismique :
Citation: détectabilité et localisation des événements [Thèse de doctorat, École
Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/8641/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/8641/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:**
Advisors:

Programme: Non spécifié
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

AUSCULTATION DES BARRAGES EN BÉTON PAR ÉCOUTE MICROSISMIQUE:
DÉTECTABILITÉ ET LOCALISATION DES ÉVÉNEMENTS

BERNARD GIROUX

DÉPARTEMENT DES GÉNIES CIVIL, GÉOLOGIQUE ET DES MINES
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ DOCTOR (Ph. D.)
(GÉNIE MINÉRAL)

MAI 2001



**National Library
of Canada**

**Acquisitions and
Bibliographic Services**

**395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada**

**Bibliothèque nationale
du Canada**

**Acquisitions et
services bibliographiques**

**395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada**

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-65541-5

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée:

AUSCULTATION DES BARRAGES EN BÉTON PAR ÉCOUTE MICROSIsmIQUE:
DÉTECTABILITÉ ET LOCALISATION DES ÉVÉNEMENTS

présentée par: GIROUX Bernard

en vue de l'obtention du diplôme de: Philosophiæ Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de:

M. TINAWI René, Ph.D., président

M. CHOUTEAU Michel, Ph.D., membre et directeur de recherche

Mme LAVERDURE Louise, Ph.D., membre et codirectrice de recherche

M. AUBERTIN Michel, Ph.D., membre

M. SALEH Kaveh, Ph.D., membre externe

*Choisis toujours le chemin qui semble le meilleur même s'il paraît plus difficile :
l'habitude le rendra bientôt agréable.*

Pythagore

REMERCIEMENTS

Je tiens d'abord à exprimer ma reconnaissance à ma mère Monique pour avoir autant contribué à ce que je suis, et qui a aussi accepté de me voir si longtemps sur les « bancs d'école » !

Ma gratitude va aussi tout naturellement à mon directeur de recherche Michel Chouteau. Par son exemple, Michel m'a inspiré à me dépasser, rester rigoureux et aussi à ne pas négliger le côté humain des relations professionnelles. Il m'aura également forcé à faire preuve d'autonomie dans les périodes où il était plus difficile à rejoindre ! Je lui suis redevable pour tout ce que j'ai appris au long de mon séjour à Polytechnique, séjour qui se prolonge au delà de la thèse puisque Michel m'a fait une place au sein de l'équipe des chercheurs du laboratoire.

Je tiens également à remercier ma codirectrice Louise Laverdure, pour ses conseils, et son soutien lors de mes rocambolesques campagnes de mesure à Carillon. Ces mesures de terrain, ainsi que les mesures réalisées à l'IREQ, n'auraient pu être réalisées sans l'ouverture d'esprit de Kaveh Saleh, à qui j'exprime ma gratitude pour avoir également accepté de faire partie du jury de la thèse. Je remercie naturellement les autres membres du jury, messieurs René Tinawi et Michel Aubertin, pour avoir pris le temps de juger mon travail.

Je souhaite souligner l'aide que Michel Plouffe et Denis Lebel de CANMET, ainsi que tout particulièrement Erwan Gloaguen, et Pierrick Chasseriau du laboratoire de géophysique m'ont apportée lors de la réalisation des travaux de terrain au barrage

de Carillon ; et également Olivier Boulanger pour les mesures effectuées à l'IREQ et les innombrables discussions sur l'inversion et la programmation (en plus des non moins multiples conversations liées à l'escalade).

Ces remerciements seraient incomplets si j'omettais de souligner l'apport des gens du laboratoire à mon cheminement polytechnicien. Merci à Benoit Tournier pour avoir lu et commenté la majorité des chapitres de ma thèse, à Gilles Bellefleur et Klaus Spitzer pour tous ces débats d'idées diurnes et nocturnes ; merci également à Steffi Krivochieva, Maria Annecchione et tout ceux qui n'ont malheureusement pu être nommés.

Les travaux réalisés dans cette thèse découlent nécessairement du travail d'autres chercheurs. En particulier, trois personnes ont accepté de me transmettre leurs programmes informatiques, et leurs noms méritent d'être mentionnés ici. Je remercie Luděk Klimeš, Joe Matarese ainsi que Lisa Block pour ces contributions.

Par ailleurs, ce projet a débuté sous les auspices d'Hydro-Québec et de Géophysique GPR International, qui ont contribué avec le CRSNG à me financer à différents moments de mes travaux.

Finalement, je ne pourrais passer sous silence l'admiration que je porte pour l'esprit guidant la communauté des programmeurs derrière le mouvement du logiciel libre. Des outils gratuits d'une très grande qualité (le noyau Linux, les programmes GNU, Perl et GMT) font que la quasi totalité des développements informatiques réalisés dans le cadre de cette thèse ne sont pas « prisonnier » d'un système particulier, et peuvent être utilisés sur la majorité des plates-formes informatiques actuelles.

RÉSUMÉ

Le vieillissement des barrages est une source de préoccupation importante pour l'exploitant de ce type d'ouvrage car il entraîne une détérioration de la structure qui devient un danger potentiel. C'est la raison pour laquelle ces constructions nécessitent une surveillance étroite, afin d'évaluer de façon continue les faiblesses des structures et d'y remédier. Or, les techniques actuelles de surveillance et d'auscultation présentent la limite d'être soit restreinte à un levé ponctuel dans le temps, soit d'une portée spatiale faible. Une technique opérationnelle en permanence et offrant une couverture volumique, englobant la totalité ou la majorité de l'ouvrage, serait un outil complémentaire appréciable pour la gestion de ce type de structure. L'objectif de ce travail est d'étudier la faisabilité d'une telle méthode pour les barrages en béton.

La technique proposée repose sur *l'écoute* des événements microsismiques générés par la fissuration du béton constituant l'ouvrage. En théorie, toute déformation inélastique d'un matériau, qu'elle soit induite naturellement ou consécutive à l'action humaine, entraîne l'émission d'ondes sismiques¹. Ces ondes se propagent dans le matériau en s'atténuant, et sont mesurables jusqu'à une certaine distance de la source d'émission. La mesure de la fréquence d'occurrence, de l'amplitude de l'énergie libérée, la localisation de la source d'émission sont autant de paramètres permettant de poser un diagnostic du matériau. Une méthode de surveillance ba-

¹les termes ondes acoustiques, ondes soniques sont utilisés dans d'autres domaines du génie

sée sur ce principe est d'ailleurs couramment utilisée dans les mines pour détecter et tenter de prédire les coups de terrain.

Le contexte d'opération est le suivant : disposant d'un réseau de capteurs sur un barrage, on souhaite *détecter* les événements microsismiques générés par la fissuration du béton, *localiser* dans le temps et l'espace la source de l'émission, et ultimement *caractériser* l'état de contrainte à l'origine de cette émission. Trois problèmes se posent donc : détection, localisation, caractérisation. Nous voyons dans la thèse que les différences entre l'environnement minier et celui des barrages – le matériau hôte de la déformation, et la géométrie des structures – influencent la capacité à résoudre au moins deux de ces trois problèmes. Plus spécifiquement, on détermine dans la première partie du document un ordre de grandeur de la détectabilité des événements microsismiques pour un environnement propre aux barrages. Le problème de la localisation est étudié dans la deuxième partie du texte. Finalement, le dernier chapitre de la thèse propose des pistes pour aborder le troisième problème soulevé.

Comme il vient d'être mentionné, la première partie de ce travail porte sur la détermination du rayon utile de l'auscultation microsismique sur les barrages en béton. La capacité à détecter un événement est fonction de (1) l'atténuation des ondes sismiques dans le milieu, (2) du niveau de bruit ambiant qui se superpose aux signaux d'intérêt, et (3) de la taille des défauts à l'origine de l'émission.

L'atténuation sismique *in situ* des bétons n'est pas bien documentée dans la littérature. Des mesures ont été réalisées au barrage de Carillon dans le but de l'évaluer. Le facteur adimensionnel de qualité sismique Q est habituellement utilisé pour quantifier l'atténuation. Dans cette thèse, trois techniques sont utilisées pour le calculer : le rapport des amplitudes, le rapport des spectres d'amplitude, et le temps de montée. On présente ici une technique pour réduire le biais causé par

le bruit lors du calcul des rapports spectraux. Les résultats ainsi obtenus donnent un facteur Q de l'ordre de 5 à 10. Cette valeur est faible par rapport aux roches et à ce qu'on a observé en laboratoire sur des bétons. On l'explique partiellement par la diffusion de l'énergie sismique par les granulats composant le béton, ou une forte fissuration du béton. On soupçonne également qu'un couplage inadéquat des capteurs au béton lors de la campagne de mesure soit une cause supplémentaire de la forte atténuation. On propose une méthode par algorithme génétique pour déterminer conjointement le couplage des capteurs et le facteur Q . Les valeurs de couplage obtenues par cette technique varient de 0.2 à 0.8; et le facteur Q ainsi estimé peut atteindre 60.

Le bruit ambiant doit également être connu pour établir à partir de quelle distance l'énergie sismique n'est plus visible. Ce bruit a été mesuré au barrage de Carillon sur une période de 38 jours à l'automne 1998. Des valeurs RMS de référence de 10^{-5} m/s pour la vitesse, et de 10^{-4} m/s² pour l'accélération sont utilisées comme *limites supérieures* pour le calcul des rayons critiques présentés plus loin. Par ailleurs, l'étude des caractéristiques spectrales et statistiques des enregistrements indique que les accéléromètres seraient plus propices que les géophones à fournir un signal apte à être traité pour rehausser la détectabilité.

En troisième lieu, les réponses sismiques de fissures de 0.01, 0.1 et 1.0 m² ont été calculées pour un modèle correspondant à la géométrie du barrage de Carillon, pour des valeurs du facteur Q variant de 5 à 100. Ces réponses ont été utilisées, en plus des niveaux de bruits précédemment fixés, pour évaluer la distance nominale de détection. Considérant qu'un couplage adéquat (équivalent à un facteur Q de 50) est atteignable et que le signal est visible pour un rapport signal sur bruit S/B de 100, on est en droit de s'attendre à pouvoir détecter tout défauts de 0.01 m² à une distance de 25 m. Cette distance *peut* atteindre 100 m pour un certain nombre

de ces événements. Si les défauts font 1 m^2 , la distance peut atteindre 220 m.

Dans la deuxième partie de la thèse, on présente une méthode de localisation des sources sismiques basée sur l'inversion conjointe hypocentre-vitesse des temps d'arrivée sismique. Différentes méthodes de localisation sont d'abord évaluées. Parmi celles-ci, l'inversion se démarque par sa capacité à fournir une information supplémentaire : la distribution des vitesses sismiques au sein du milieu. Ce paramètre est corrélé avec la compétence du matériau, et une image de sa distribution spatiale reflète l'état de la structure.

La méthode d'inversion repose sur l'utilisation d'une routine de modélisation du tracé des rais. Les barrages présentent deux caractéristiques importantes en regard de la modélisation : la géométrie de la structure est connue et, surtout, les contrastes de vitesse sismique sont très nets entre le béton, l'eau et l'air. Ces caractéristiques ont une incidence sur la façon de modéliser le tracé des rais. La modélisation par méthode des graphes s'avère appropriée pour notre application, et une version publique a été implémentée dans le programme d'inversion développé dans la thèse.

Finalement, le programme d'inversion a été testé avec des données synthétiques. Le modèle de vitesse synthétique comporte trois anomalies de basse vitesse. Des jeux de données de temps d'arrivée propres, avec une erreur de 2%, 5%, 10% et 20% ajoutée, et des jeux de données décimés ont été générés pour réaliser ces tests. Six configurations de capteurs ont été testés, en utilisant trois modèles de vitesse de départ. Les résultats de ces inversions montrent qu'une localisation précise peut être atteinte avec une dizaine de capteurs, à la condition de pouvoir compter sur des capteurs à la base de l'ouvrage du côté amont, en plus de capteurs sur la crête et du côté aval. Si l'on s'intéresse à la justesse du modèle de vitesse restitué par l'inversion, ce nombre doit au minimum être doublé. De plus, des temps d'arrivée

relativement propres (niveau de bruit n'excédant pas 2%) doivent être disponibles pour résoudre le modèle de vitesse convenablement.

En conclusion, on considère que l'auscultation microsmismique des barrages en béton est applicable selon le degré d'information recherché. On estime également que certain travaux doivent être réalisés pour répondre aux questions laissées en suspend. Notamment, de nouvelles mesures permettant d'évaluer le facteur Q et le bruit de façon plus représentative sont souhaitées.

ABSTRACT

The aging of dams leads to their degradation and is therefore a threat to normal operation, and is potentially dangerous. This explains why such structures need to be monitored closely and continuously, so that appropriate measures can be undertaken in time. Nevertheless, actual monitoring techniques are either limited to small spatial ranges or are infrequently performed. Ideally, a method continuously monitoring the majority of the structure would help considerably the management of operations. The feasibility of such a technique is the topic of this thesis.

The principle underlying the proposed method is to *listen* to microseismic events generated by the cracking of the concrete dam. In theory, every inelastic deformation occurring in a material leads to the emission of seismic waves². These waves attenuate as they propagate in the material, and are measurable within a given distance of the source. The event occurrence frequency, the wave energy and the source hypocenter location are parameters that allow structure characterization. A method based on this principle is used to detect and attempt to predict rockbursts in the mining industry.

The method procedure is the following : given a sensor network distributed over a dam, one wishes to *detect* the microseismic events emitted by structure cracking, to *locate* the source in space and time, and ultimately to *characterize* the stress field causing the emission. The problem is therefore threefold : detection, location and

²the terms acoustic or sonic waves are also used in other engineering fields

characterization. In this thesis, we will see that the differences between the mining and dam environments – the constituent materials and the structure geometries – influence the capacity to resolve two out of the three problems. More specifically, the first part of the document is concerned with the determination of a theoretical detectability range proper to the dam environment. The second part of this work deals with the hypocenter location problem. Finally, suggestions are made in the last chapter to tackle the third aspect of the method.

As mentioned, the first part of the thesis is concerned with the determination of an effective range for a microseismic monitoring method applied to the dam environment. The capacity to detect an event is a function of (1) wave attenuation in the medium, (2) ambient noise level, and (3) dimensions of the defects causing the emission.

In situ concrete seismic attenuation is not well documented. To evaluate this, measurements were performed at the Carillon Dam. The seismic quality factor Q is usually used to quantify attenuation. Three techniques are used in this thesis to calculate Q . These are calculations from the amplitude ratio, from the amplitude spectrum ratio and from the P-wave rise time. Presented is a technique to reduce the noise bias in the calculation of the amplitude spectrum ratio. The results so obtained show a Q factor of order ranging from 5 to 10. Such a value is low compared to those observed in rocks and in laboratory concrete samples. This is partly explained by seismic energy diffusion due to the granular nature of concrete, or by significant fracturing of the concrete. We also believe that inadequate sensor coupling during the measurements reduces the Q value. A new method using genetic algorithms is presented to evaluate Q and the coupling jointly. According to our results, sensor coupling varies from 0.2 to 0.8. The corresponding Q factor attains a value of 60.

Also, the ambient noise level must be known in order to establish from which

distance the seismic energy can be measured. This level was estimated from measurements undertaken at the Carillon Dam during 38 days in the fall of 1998. Reference RMS values of 10^{-5} m/s for velocity and 10^{-1} m/s² for acceleration are used as an upper limit for the computation of a so-called “critical detection radius”. In other respects, the study of the spectral and statistical characteristics of the recordings show that accelerometers would be more favorable than geophones if noise reduction signal processing is intended to be performed.

Thirdly, the seismic responses of circular cracks having areas of 0,01, 0,1 and 1,0 m² were computed for a model equivalent to the Carillon Dam, for Q values varying from 5 to 100. These computation results were used together with the previously estimated noise levels to evaluate the critical detection radius. Considering that an adequate coupling can be obtained (equivalent to $Q = 50$) and that a signal to noise ratio of 100 allows for the detection of the seismic signal, one can expect to detect an event caused by a 0,01 m² defect at a distance of 25 m. This distance *can* be extended to 100 m for a number of events generated by such a defect. If the size of the rupture surface is 1 m², the radius can be as far as 220 m.

In the second part of this work, a method for locating the seismic sources based on the joint hypocenter-velocity inversion of traveltime data is presented. At first, various location methods are reviewed, among which the inversion can be distinguished by its capacity to estimate the seismic velocity distribution within the medium. The seismic velocity is correlated with the mechanical properties of the medium. An image of its spatial distribution can be useful in appreciating the structure integrity.

The inversion method relies on raytrace forward modeling. With regards to forward modeling, the dam environment presents two important characteristics : the structure geometry is known *a priori*, and, most importantly, the velocity contrasts

between the concrete, the air and the reservoir water are very sharp. These characteristics influence the way rays are modeled, and the graph method appears adequate for our application. This method was tested and implemented in the inversion code.

Finally, tests with synthetic data were conducted to assess the performance of the inversion program. The synthetic velocity model contains three low velocity anomalies. From this model, clean, noisy (2%, 5%, 10% and 20%), and decimated datasets were generated. Six sensor configurations were studied using three different starting velocity models. The results show that an accurate location is achieved with about ten sensors, provided that some sensors are placed at the upstream base of the structure, the remainder being on the crest and downstream side of the dam. The number of sensors must be doubled, and relatively clean (noise below 2%) data are required if accuracy on the velocity determination is desired.

In conclusion, we believe that the applicability of microseismic monitoring of concrete dams depends on the level of information sought by the dam operator. More work is required to pursue unanswered questions raised in the thesis. Most notably, new measurements need to be performed so as to obtain more representative values for the Q factor and the noise levels.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iv
REMERCIEMENTS	v
RÉSUMÉ	vii
ABSTRACT	xii
TABLE DES MATIÈRES	xvi
LISTE DES FIGURES	xxii
LISTE DES TABLEAUX	xxviii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xxx
LISTE DES ANNEXES	xxxiii
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE 1 : PERSPECTIVES ET PROBLÉMATIQUE	7
1.1 Introduction	7
1.2 Auscultation des barrages	7
1.2.1 Pourquoi l'auscultation ?	7

1.2.2	Techniques courantes d'auscultation	9
1.2.3	Notes sur le béton de masse	10
1.3	Auscultation des ouvrages d'art au moyen de la technique des émissions acoustiques	11
1.3.1	Études acoustiques en laboratoire	12
1.3.2	Études acoustiques sur des structures à grande échelle	20
1.4	Conclusion	23

PARTIE I : RAYON D'ACTION THÉORIQUE 26

CHAPITRE 2 : ÉVALUATION DE L'ATTÉNUATION SISMIQUE

	SUR UN BARRAGE EN BÉTON	27
2.1	Introduction	27
2.2	Rappels théoriques	27
2.2.1	Équations d'ondes	28
2.2.2	Rais sismiques	31
2.2.3	Effets du milieu sur la propagation des ondes	34
2.3	Atténuation	36
2.3.1	Origine et causes	36
2.3.2	Le facteur de qualité sismique Q	37
2.3.3	Divergence géométrique	38
2.3.4	Méthodes de calcul de Q	39
2.4	Acquisition des données	44
2.5	Résultats	47
2.5.1	Méthode 1 : Rapport des amplitudes	50
2.5.2	Méthode 2 : Rapport des spectres d'amplitude	51

2.5.3	Méthode 3 : Temps de montée	54
2.6	Discussion	58
2.7	Conclusion	64
CHAPITRE 3 : DÉTERMINATION D'UN MODÈLE DE BRUIT		66
3.1	Introduction	66
3.2	Définition	67
3.2.1	Origines possibles du bruit	68
3.3	Niveau RMS du bruit	69
3.3.1	Géophones	71
3.3.2	Accéléromètres	75
3.4	Caractéristiques spectrales du bruit	75
3.4.1	Spectres de puissance de la vitesse	77
3.4.2	Spectres de puissance de l'accélération	80
3.5	Autres caractéristiques	83
3.5.1	Intercorrélation	83
3.5.2	Distribution des amplitudes	83
3.6	Conclusion	86
CHAPITRE 4 : CALCUL DES SISMOGRAMMES		
SYNTHÉTIQUES		90
4.1	Introduction	90
4.2	Théorie	90
4.2.1	Représentation des sources sismiques	90
4.2.2	Modélisation des sismogrammes	96
4.3	Paramètres de la source modélisée	100
4.3.1	Calcul du moment scalaire M_0	100

4.3.2	Durée de la source	101
4.3.3	Orientation du plan de fissure et mécanisme au foyer	102
4.4	Choix du modèle de barrage	104
4.5	Calcul des fonctions de déplacement	105
4.6	Conclusion	110
CHAPITRE 5 : CALCUL DES RAYONS CRITIQUES		112
5.1	Introduction	112
5.2	Résultats	112
5.2.1	Influence du mécanisme au foyer	115
5.2.2	Influence du facteur Q	115
5.2.3	Influence du type de capteur	117
5.3	Conclusion	118
PARTIE II : LOCALISATION DES ÉVÉNEMENTS		119
CHAPITRE 6 : TECHNIQUES DE LOCALISATION DES HYPO- CENTRES		120
6.1	Introduction	120
6.2	Inversion conjointe hypocentre–vitesse sismique	120
6.2.1	Formulation du problème inverse	121
6.3	Méthode « semi-automatique »	127
6.4	Méthode à un capteur	130
6.5	Conclusion	131
CHAPITRE 7 : MODÉLISATION NUMÉRIQUE DE LA PROPA- GATION DES ONDES SISMOLOGIQUES		133

7.1	Introduction	133
7.2	Revue des méthodes de tracé des rais	134
7.2.1	Modélisation par inflexion des rais	134
7.2.2	Modélisation par la méthode des tirs	136
7.2.3	Modélisation par méthode des graphes	137
7.2.4	Autres méthodes	140
7.3	Choix de la routine de modélisation pour l'algorithme d'inversion	140
7.3.1	Problèmes encourus avec la méthode d'inflexion des rais	141
7.4	Validation de la routine par méthode des graphes	143
7.4.1	Trajectoires des rais sismiques	143
7.4.2	Temps de parcours	143
7.4.3	Dérivées partielles	150
7.5	Conclusion	153

CHAPITRE 8 : LOCALISATION DES ÉVÉNEMENTS PAR IN- VERSION CONJOINTE HYPOCENTRE-VITESSE DES TEMPS

D'ARRIVÉE	154
8.1 Introduction	154
8.2 Modifications apportées à l'algorithme de Block	155
8.2.1 Modifications inhérentes à l'environnement des barrages . . .	155
8.2.2 Autres modifications	159
8.3 Création des données synthétiques	161
8.4 Paramètres des inversions	164
8.5 Résultats	166
8.5.1 Considérations relatives à l'utilisation du programme d'inver- sion	166
8.5.2 Choix d'une configuration des capteurs	170

8.6	Discussion	186
8.7	Conclusion	193
CHAPITRE 9 : AXES DE RECHERCHE SUGGÉRÉS		196
9.1	Introduction	196
9.2	Détection des événements par traitement du signal	197
9.2.1	Filtrage de Wiener	197
9.2.2	Filtrage multi-canal	198
9.2.3	Détection basée sur la maximisation du rapport signal/bruit	201
9.2.4	Détection automatique	204
9.3	Étude des mécanismes au foyer	204
9.3.1	Calcul de la libération de contrainte	204
9.3.2	Tracé du déplacement des particules	205
9.3.3	Tenseur de contrainte et plans de faille	206
9.3.4	Analyse simplifiée du tenseur du moment	206
9.4	Conclusion	208
CONCLUSION		209
BIBLIOGRAPHIE		214
ANNEXES		226

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Atténuation du signal sismique pour des sables secs	17
Figure 1.2	Distribution de l'ÉA pour une mise en charge en laboratoire . .	18
Figure 2.1	Décomposition de la contrainte agissant sur la surface d'un volume de référence.	29
Figure 2.2	Convention du système de coordonnées sphérique épical . .	34
Figure 2.3	Découplage d'une onde S dans un milieu anisotrope.	36
Figure 2.4	Localisation du barrage de Carillon.	44
Figure 2.5	A) Vue du barrage de Carillon. B) Partie barrage-poids de l'ouvrage où les mesures ont été prises.	45
Figure 2.6	Position schématique des capteurs	47
Figure 2.7	Traces mesurées pour l'événement Nov100955510198C	49
Figure 2.8	Calcul des spectres pour l'événement Nov100955510198C . . .	52
Figure 2.9	Distribution des valeurs de Q calculées par méthode du rapport des spectres	56
Figure 2.10	Temps de montée τ en fonction de la distance à la source . . .	57
Figure 2.11	Couplage estimé par algorithme génétique	63
Figure 3.1	Localisation des capteurs avant et après le 16 novembre	70
Figure 3.2	Distribution des événements enregistrés à Carillon en fonction de l'heure et du jour.	71

Figure 3.3	Valeurs RMS du bruit aux géophones pour les 1149 événements en fonction de leur date	73
Figure 3.4	Valeurs RMS du bruit aux géophones pour les 1149 événements en fonction de l'heure de la journée	74
Figure 3.5	Valeurs RMS du bruit aux accéléromètres pour les 1149 événements en fonction de leur date	76
Figure 3.6	Spectre de puissance de la vitesse calculés pour 1024 fréquences pour un événement du 4 novembre	78
Figure 3.7	Spectre de puissance de la vitesse calculés pour 256 fréquences pour un événement du 4 novembre	79
Figure 3.8	Spectres de puissance de la vitesse pour l'événement du 7 décembre, pour 256 fréquences	81
Figure 3.9	Spectres de puissance de l'accélération calculés pour 256 fréquences pour un événement du 4 novembre	82
Figure 3.10	Exemple de traces sélectionnées pour le calcul des intercorrélations	84
Figure 3.11	Intercorrélations des signaux mesurés aux géophones pour l'événement du 4 novembre (12h47).	85
Figure 3.12	Intercorrélations des signaux mesurés aux accéléromètres pour l'événement du 4 novembre (12h47).	86
Figure 3.13	Distribution des amplitudes normalisées – géophones	87
Figure 3.14	Distribution des amplitudes normalisées – accéléromètres	88
Figure 4.1	Surface quelconque Σ représentant une fracture dans un milieu isotrope. Le vecteur unitaire ν_j est perpendiculaire à Σ	93
Figure 4.2	Forces équivalentes à une fracture en tension dans un milieu isotrope.	93
Figure 4.3	Spectre de puissance schématisé.	95

Figure 4.4	Ondelette de Gabor	102
Figure 4.5	Orientation du plan de faille, et du glissement dans le cas du double couple.	103
Figure 4.6	Géométrie du modèle et position des capteurs pour la modélisation des sismogrammes synthétiques	104
Figure 4.7	Sismogrammes de vitesse au capteur R15 pour trois valeurs de M_0	107
Figure 4.8	Sismogrammes d'accélération au capteur R15 pour trois valeurs de M_0	108
Figure 4.9	Sismogrammes de vitesse au capteur R15 pour quatre valeurs de Q	109
Figure 4.10	Sismogrammes de vitesse au capteur R15 pour deux mécanismes au foyer différents	110
Figure 5.1	Distribution des vitesse P et S maximales produites par un double couple de 1.23×10^2 Nm en fonction de la distance à la source.	113
Figure 5.2	Distribution des vitesse P et S maximales produites par une source en tension de 1.23×10^2 Nm en fonction de la distance à la source.	115
Figure 5.3	Relation rayon de détectabilité et surface de rupture à la source – double-couple	116
Figure 6.1	Limite théorique entre les différences de temps d'arrivée	129
Figure 6.2	Paramètres de la méthode du doublet acoustique	131
Figure 6.3	Diagramme synthétisant l'analyse des spectres croisés	132
Figure 7.1	Grille de modélisation, méthode par inflexion des rais	135
Figure 7.2	Principe de la modélisation par la méthode des graphes	138
Figure 7.3	Patrons de propagation des rais discrets	139

Figure 7.4	Résultats d'une modélisation par la routine <code>minima</code>	142
Figure 7.5	Résultats d'une modélisation par la routine <code>dijkstra</code>	143
Figure 7.6	Modèle ayant servi à la modélisation par CRT	145
Figure 7.7	Effet de la discrétisation sur le modèle <code>barrage_h</code>	146
Figure 7.8	Précision de la routine <code>dijkstra</code> pour le modèle <code>barrage_g</code> . .	148
Figure 7.9	Précision de la routine <code>dijkstra</code> pour le modèle <code>barrage_h</code> . .	149
Figure 7.10	Modes de propagation d'un rai sismique discret	151
Figure 8.1	Organigramme de l'algorithme d'inversion	155
Figure 8.2	Organigramme de l'algorithme de détermination du modèle de vi- tesse	156
Figure 8.3	Organigramme de l'algorithme de relocalisation des hypocentres	157
Figure 8.4	Critère de convergence décroissant	160
Figure 8.5	Position des sources pour la modélisation des données synthétiques.	162
Figure 8.6	Six différentes configurations de capteurs	163
Figure 8.7	Comparaison entre l'inversion et la localisation MC, modèle initial H2 - erreur spatiale RMS	168
Figure 8.8	Comparaison entre l'inversion et la localisation MC, modèle initial H2 - erreur sur le temps d'origine	169
Figure 8.9	Comparaison entre l'inversion et la localisation MC, modèle initial G - erreur spatiale RMS	170
Figure 8.10	Erreur spatiale RMS de l'hypocentre pour les inversions ayant eu le modèle H2 pour modèle de vitesse initia	172
Figure 8.11	Erreur spatiale RMS de l'hypocentre pour les inversions ayant eu le modèle G pour modèle de vitesse initial	174
Figure 8.12	Corrélation entre le modèle de vitesse vrai et les modèles de vitesse obtenus de l'inversion avec modèle initial H2.	175

Figure 8.13	Corrélation entre le modèle de vitesse vrai et les modèles de vitesse obtenus de l'inversion avec modèle initial G.	177
Figure 8.14	Différence entre le modèle vrai et les modèles de vitesse obtenus à la 5 ^e itération pour les modèles G et H2, deux configurations de capteurs (08b et 100) et les données propres	178
Figure 8.15	Couverture des rais aux noeuds des modèles de vitesse obtenus à la 5 ^e itération pour deux modèles initiaux (G et H2), deux configurations de capteurs (08b et 100) et les données propres.	179
Figure 8.16	Comparaison entre les modèles de vitesse obtenus à la 5 ^e itération pour deux modèles initiaux (G et H2), deux configurations de capteurs (08b et 100) et les données propres	180
Figure 8.17	Résolution de la vitesse pour les modèles de la figure 8.16. . . .	181
Figure 8.18	Comparaison entre les modèles de vitesse obtenus à la 5 ^e itération pour deux modèles initiaux (G et H2), les configurations de capteurs 08, 12, 20 et 50, et les données propres.	182
Figure 8.19	Résolution de la vitesse pour les modèles de la figure 8.18. . . .	183
Figure 8.20	Modèle de vitesse et résolution associée obtenus à la 5 ^e itération d'une inversion à 20 capteurs(configuration 20b) : ainsi que l'erreur sur la position spatiale et le temps d'origine	184
Figure 8.21	Coupe à la position $X = 18$ m du modèle de vitesse de la figure 8.20	185
Figure 8.22	Quatre coupes à travers le modèle obtenu à la 5 ^e itération avec le modèle G initial, 100 capteurs et le données contenant 20% de bruit. .	186
Figure 8.23	Comparaison entre les modèles de vitesse obtenus à la 5 ^e itération pour deux modèles initiaux (G et H2), la configurations de 100 capteurs, et les données contenant 2%, 5% et 10% de bruit.	187

Figure 8.24 Évolution du coefficient de corrélation et de la différence RMS entre le modèle vrai et les modèles obtenus au cours de l'inversion	188
Figure 8.25 Comparaison entre les modèles de vitesse obtenus à la 5 ^e itération pour les hypocentres fixés, le modèle initial G et temps d'arrivée propres.	190
Figure 8.26 Résolution de la vitesse pour les modèles de la figure 8.25.	191
Figure 8.27 Évolution du coefficient de corrélation et de la différence RMS entre le modèle vrai et les modèles obtenus au cours de l'inversion - hypocentres fixés	192
Figure 8.28 Évolution du résidu RMS pour les modèles initiaux H2 et G - configuration 100 et temps d'arrivée propres.	193
Figure 9.1 Décomposition en valeurs propres du tenseur du moment	208
Figure A.1 Réflexion et transmission de l'énergie sismique à une interface	228
Figure A.2 Organigramme de l'algorithme <i>heap sort</i>	232
Figure B.1 Système équivalent.	234

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 Scénarios de vieillissement des barrages en béton	9
Tableau 1.2 Dispositifs courants d'auscultation des barrages en béton . . .	10
Tableau 2.1 Valeurs moyennes et écarts-type du taux d'atténuation, de la vitesse sismique et de Q pour les 16 événements (méthode du rapport des amplitudes).	50
Tableau 2.2 Valeurs moyennes et écarts-type de Q , avec et sans pondération, pour les 16 événements (méthodes du rapport des spectres).	55
Tableau 2.3 Valeurs moyennes de Q pour les 16 événements, coefficients des droites de régression et coefficient de corrélation (méthode du temps de montée).	56
Tableau 4.1 Récapitulatif des constantes et unités utilisées pour le calcul des sismogrammes synthétiques	106
Tableau 5.1 Rayons critiques (m) déterminés par l'amplitude maximale de la vitesse.	114
Tableau 5.2 Rayons critiques (m) déterminés par l'amplitude maximale de l'accélération.	117
Tableau 5.3 Rayons critiques (m) déterminés par l'amplitude maximale de la vitesse selon l'axe vertical.	118

Tableau 7.1 Paramètres numériques requis par CRT	147
Tableau 8.1 Paramètres utilisés lors des inversions, pour chacune des six confi- guration de capteurs	165

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Alphabet latin

- A** Matrice contenant les termes du système à inverser ;
- $A(\omega)$ Transformée de Fourier de $a(t)$;
- AR** Autorégressif ;
- c Vitesse de l'onde sismique ;
- C** Couplage ;
- CANMET** Centre canadien de la technologie des minéraux et de l'énergie
- CIGB** Commission Internationale des Grands Barrages ;
- CRIB** Centre de recherche interuniversitaire sur le béton ;
- dc** Double-couple ;
- e Déformation ;
- E Module d'élasticité, énergie ;
- ÉA** Émission acoustique ;
- f_c Fréquence de coupure ;
- F_c Diagramme de rayonnement ;
- G** Tenseur de Green ;
- H** Matrice des dérivées partielles de t par rapport à t_{or}, x, y, z ;

- \mathbf{h} Vecteur paramètre des hypocentre ;
- h Coefficient d'amortissement ;
- $h(t)$ Fonction de transfert ;
- $H(\omega)$ Fonction de transfert, domaine de Fourier ;
- \mathbf{H} Matrice de lissage ;
- IREQ Institut de recherche d'Hydro-Québec
- \mathbf{m} Modèle, tenseur de densité du moment ;
- M_0 Moment sismique scalaire ;
- \mathbf{M} Tenseur du moment ;
- p Lenteur, paramètre du rai ;
- $\partial \mathbf{P}$ Matrice des pénalités sur la vitesse ;
- Q Facteur de qualité sismique ;
- \mathbf{R} Matrice de résolution ;
- \mathcal{R} Divergence géométrique ;
- s Trajectoire du rai sismique ;
- $\mathbf{s}_k(\mathbf{x})$ Fonction propre d'un système vibratoire ;
- $S_a(\omega)$ Fonction de densité spectrale de $a(t)$;
- $S_{ab}(\omega)$ Fonction de densité spectrale croisée entre $a(t)$ et $b(t)$;
- t Tension ;
- t_c Temps calculé ;
- t_{or} Temps d'origine ;
- t_0 Temps observé ;
- T Temps de parcours ;

\mathbf{u} Vecteur déplacement d'un élément de volume ;

U Amplitude du glissement à la source.

Alphabet grec

α Vitesse de l'onde P ;

β Vitesse de l'onde S ;

γ Lagrangien des pénalités ;

Δ Dilatation ;

η Vecteur de polarisation, coefficient d'absorption ;

Θ Cisaillement ;

λ Constante de Lamé, longueur d'onde, lagrangien de lissage ;

μ Rigidité, moyenne ;

ν Coefficient de Poisson ;

ν Normale au plan de fissure ;

ν_k Fréquence propre complexe d'un système vibratoire, milieu inélastique ;

Π Produit des différents coefficients de réflexion et de transmission ;

ρ Densité ;

σ Écart-type ;

σ_{ab} Covariance entre a et b ;

Σ Surface de rupture à la source ;

τ Contrainte, temps de montée ;

ω_k Fréquence propre d'un système vibratoire ;

Ω_0 Plateau de basse fréquence.

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A : COMPLÉMENTS THÉORIQUES	226
A.1 Propagation des ondes sismiques	226
A.1.1 Solutions aux équations d'onde	226
A.2 Traitement du signal	228
A.2.1 Définitions	228
A.3 Algorithme <i>heap sort</i>	232
ANNEXE B : FORMULATION DU RAPPORT $H_Q(\omega)$ PAR DEN-	
SITÉ INTER-SPECTRALE	233
B.1 Dérivation	233

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Objet et but de la thèse

Cette thèse a pour objet l'étude et le développement d'une méthode de surveillance des barrages en béton. Le principe en est simple : il consiste à « écouter » la structure se fissurer ou se fracturer. Plusieurs méthodes basées sur ce principe ont été appliquées avec succès dans différents domaines des sciences et du génie. Selon le domaine d'étude, les méthodes portent les noms d'*émission acoustique*, d'*écoute microsismique* ou encore d'*écoute sonique*. Elles ont toutes pour dénominateur commun la mesure des ondes mécaniques se propageant suite à la mise sous contrainte d'un matériau. Il est important de spécifier que l'émission des ondes mécaniques est un effet consécutif à la réorganisation des contraintes et que la quantité d'énergie libérée lors de cette émission n'est pas directement contrôlée. C'est la raison pour laquelle on parle de méthode passive.

Le but de la thèse est donc d'évaluer dans quelle mesure une telle méthode peut aider à poser un diagnostic sur l'état d'un barrage en béton. Voyons dans le détail quelles sont les motivations à l'origine de ce travail.

Motivation

Actuellement, les méthodes classiques d'inspection (relevés topographiques, inspection visuelle) et de surveillance (pendules, extensomètres, mesure des débits

de fuite) des barrages présentent les restrictions suivantes : elles se font de façon ponctuelle dans le temps ou dans l'espace. Une méthode palliant à ces limitations, c'est-à-dire une méthode effective en tout temps et couvrant l'ensemble de la structure, permettrait de faciliter la gestion des opérations ainsi que l'entretien de telles structures.

On retrouve dans la famille des essais non-destructifs et méthodes géophysiques une catégorie de techniques basées sur l'écoute de l'émission acoustique ou microsismique. Une telle émission est générée lorsqu'un matériau est soumis à une contrainte (Lockner, 1993). Ces techniques renseignent à différents degrés sur l'intégrité du matériau et sur l'état de contrainte au moment de l'émission et, si l'émission est suivie, sur l'évolution de cet état de contrainte. Les domaines d'application sont nombreux, et l'échelle à laquelle elles peuvent être appliquées est vaste. Notamment, on l'utilise dans les mines pour tenter de prédire les coups de terrain. Dans les bétons et autres matériaux utilisés pour la construction d'ouvrages d'art, la plupart des travaux touchant le sujet couverts par la littérature ont été effectués en laboratoire (voir McCabe *et al.* (1976); Chen *et al.* (1992); Ballivy et Rhazi (1993); Rhazi et Ballivy (1993b); Yuyama *et al.* (1995) pour les bétons, Koerner *et al.* (1976b, 1977) pour les sols et granulats). Des essais *in situ* à plus grande échelle sont également documentés (Koerner et Lord, 1976; Koerner *et al.*, 1976a; Descour et Miller, 1989), bien que peu nombreux sur des structures en béton (Jones, 1988; Drouillard, 1988). L'écoute microsismique n'a à notre connaissance jamais été appliquée à la surveillance des barrages en béton. Quelques efforts ont été entrepris à cette fin, sans que de suites n'y soient donnés (Casgrain, 1994, 1993). Nous proposons dans cette thèse d'évaluer l'applicabilité de cette méthode à cet environnement.

Problèmes posés

Toute mesure expérimentale comporte une erreur. De façon générale, les sources d'erreur sont multiples ; et dans l'environnement des barrages le bruit en est une d'importance particulière. Or, pour le problème nous intéressant, l'énergie libérée par la source sismique d'intérêt n'est pas contrôlée. Il est alors légitime de se demander s'il sera possible, dans de telles conditions, de *déceler* le signal sismique généré par la fissuration du béton constituant l'ouvrage, et ce à une distance raisonnable. Cette thèse tente de répondre à cette question dans sa première partie.

Une fois que l'on s'est assuré que le signal sismique est détectable dans un rayon d'action utile, il est naturel de se demander d'où provient ce signal, et quand il a été émis. On cherche alors à déterminer les paramètres de l'hypocentre de l'événement que sont les coordonnées spatiales du foyer et le temps d'origine. Cet aspect du problème est étudié dans la deuxième partie de la thèse.

Finalement, une troisième question vient à l'esprit lorsque l'on s'intéresse à l'émission produite par une fissuration. On peut en effet se demander comment cette fissuration a été amenée à se produire, ou quel système de forces l'a généré. Il est possible de répondre en partie à cette question en étudiant les mécanismes au foyer à partir de la forme de l'onde sismique. Cet aspect du problème n'a pas été développé dans la thèse ; cependant, des pistes d'investigation en ce domaine sont suggérées à la fin du document.

Axes de recherche retenus

Le premier problème soulevé par cette recherche comporte deux volets principaux. En effet, deux paramètres doivent être connus si l'on veut déterminer la détectabilité de l'écoute microsismique sur les barrages. Il s'agit de l'amplitude de l'onde sismique à une distance donnée de sa source, et le niveau de bruit. L'ampli-

tude du signal sismique à une distance donnée est fonction de l'énergie libérée à la source, ce qui peut être modélisé connaissant la source et l'atténuation subie par les ondes lors de leur propagation. Or, l'atténuation dans les bétons est relativement peu connue, et sa connaissance actuelle est le fait de mesures en laboratoire, à des fréquences beaucoup plus élevées que les fréquences de travail sur le terrain. À ce stade, des mesures *in situ* s'imposent. Elles ont été réalisées dans le cadre de ce travail, et la détermination de l'atténuation sismique du béton *in situ* constitue le premier axe de recherche de la thèse. Le bruit sismique est également peu connu pour l'environnement des barrages. Sa caractérisation est nécessaire, et des mesures ont également été réalisées dans ce sens ; ce qui constitue le deuxième axe de recherche de la présente thèse.

Les données disponibles pour déterminer les paramètres des hypocentres sont les temps d'arrivée relatifs des ondes à différents capteurs, ainsi que la forme de ces ondes. Plusieurs techniques basées sur différentes hypothèses existent pour déterminer les paramètres des hypocentres. Une de ces méthodes utilise les temps d'arrivée relatifs pour déterminer conjointement les paramètres des hypocentres et un modèle de vitesse sismique du milieu. Cette approche est intéressante car elle fournit une information supplémentaire, le modèle de vitesse sismique, permettant de caractériser la structure. Elle constitue le troisième axe de recherche de la thèse.

Contributions

Les travaux effectués dans le cadre de cette thèse présentent des éléments originaux. D'abord, on détermine pour la première fois l'atténuation sismique *in situ* sur un barrage en béton. L'atténuation est généralement quantifiée par le facteur de qualité sismique Q (§ 2.3.2). Pour nos travaux, deux techniques ont été adaptées pour la première fois au calcul du facteur de qualité Q . Il s'agit en premier

lieu de l'introduction du calcul du rapport spectral par intercorrélation pour l'évaluation de Q (§ 2.3.4.2). Une seconde technique permettant de tenir compte du couplage des capteurs lors du calcul de Q a également été développée (§ 2.6). Ces travaux, présentés au chapitre 2, ont fait l'objet d'une publication dans la Revue Canadienne de Génie Civil (Giroux *et al.*, 2001). À notre connaissance, l'étude du bruit sismique sur un barrage dans la gamme des fréquences utile à notre méthode constitue également une première. De plus, la détermination d'un seuil de détectabilité des événements microsismiques pour l'environnement des barrages n'a jamais été réalisé avant nos travaux. Finalement, on présente dans la deuxième partie de la thèse un algorithme de localisation des hypocentres adapté aux barrages.

Structure de la thèse

Par le premier chapitre de la thèse, on veut situer notre travail par rapport aux techniques d'auscultation traditionnellement utilisées sur les barrages, et vis-à-vis des techniques d'auscultation microsismique appliquées aux autres problèmes du génie.

Suit le corps de cette thèse, divisé en deux parties principales. La première partie traite de la détermination d'un rayon d'action utile de la méthode pour l'environnement des barrages. Les différentes étapes nécessaires pour y arriver constituent autant de chapitres qui sont : l'évaluation de l'atténuation sur un barrage en béton, la détermination d'un modèle de bruit, le calcul des sismogrammes synthétiques et le calcul des rayons d'action critiques. La deuxième partie concerne la localisation des hypocentres. On y revoit brièvement trois méthodes de localisation des hypocentres, parmi lesquelles une est choisie. Cette méthode nécessite le calcul de temps d'arrivée synthétiques, et différentes considérations relatives à ce calcul sont

étudiées. Finalement, les performances de la méthode de localisation proposée sont exposées.

Finalement, le dernier chapitre de la thèse traite des axes d'étude proposés pour la poursuite de la recherche. Ce chapitre précède la conclusion générale de la thèse.

CHAPITRE 1

PERSPECTIVES ET PROBLÉMATIQUE

1.1 Introduction

Afin de situer notre travail, on présente dans ce premier chapitre l'état de la connaissance en auscultation. On s'intéresse d'abord aux problèmes rencontrés sur les barrages en béton et les moyens actuels pour les détecter. On cherche également à voir comment a été appliquée la technique des émissions acoustiques à des problèmes d'échelle fine (en laboratoire) et d'échelle comparable aux barrages.

1.2 Auscultation des barrages

Structure complexe, chaque barrage présente un comportement particulier. Quels sont les problèmes courants sur les barrages qui peuvent être détectés, et quels sont les façons de les diagnostiquer ?

1.2.1 Pourquoi l'auscultation ?

Les effets conjugués du fonctionnement et du temps sur les barrages entraînent leur détérioration graduelle. À ce titre, la Commission Internationale des Grands Barrages considère que le vieillissement est une catégorie de détérioration (CIGB,

1994). De toute évidence, l'objectif des responsables de barrages est de garantir, malgré cette détérioration, le fonctionnement normal des installations ainsi que la sécurité des structures et de la population. La détection et la mesure de phénomènes anormaux sont les éléments principaux de la maîtrise de la dégradation et des scénarios de vieillissement. Conséquemment, cette maîtrise implique une mise à jour continuelle des connaissances afin que tout comportement anormal soit détecté en temps opportun.

On dénombre 11 scénarios de vieillissement des barrages en béton (tableau 1.1, tiré de CIGB (1994)). Les causes de détérioration de la structure et de dégradation des performances sont multiples. Les principales sont, sans ordre : les variations du niveau du réservoir entraînant des gradients hydrauliques élevés, les défauts de conception, l'alcali-réaction et l'action des sulfates sur les bétons, les variations extrêmes de température, et l'infiltration d'eau dans le béton et au sein d'un réseau de fissures. Les effets résultants sont le mouvement et la déformation de la structure, son soulèvement, ainsi que la création et la prolifération de réseaux de fissures. Les répercussions de ces effets sur la sécurité varieront selon le type du barrage, qu'il soit en l'occurrence un barrage-poids, un barrage-voûte, un barrage à contreforts ou un barrage à voûtes multiples (CIGB, 1994).

Les ouvrages connexes sont également touchés par le vieillissement. Les dommages sont dans ce cas principalement produits par l'écoulement de l'eau. On dénombre ainsi les phénomènes suivants : affouillement¹, érosion par abrasion (par exemple : cailloux transportés, turbulence du courant), érosion par cavitation, solides transportés par le courant, débit exceptionnel (CIGB, 1994).

¹action de creusement des eaux : dégradation ainsi produite

Tableau 1.1: Scénarios de vieillissement des barrages en béton

Partie de l'ouvrage	Phénomène
Fondation (Massif rocheux)	<ul style="list-style-type: none"> - Faiblesse au regard des actions prolongées ou répétées - Érosion et dissolution - Vieillissement des rideaux d'injection et des réseaux de drainage
Corps du barrage (Béton, ou mortier et pierre)	<ul style="list-style-type: none"> - Réactions chimiques conduisant à un gonflement - Retrait, fluage ou réaction conduisant à une contraction du matériau - Dégradation due à une réaction entre les composants et le milieu - Faiblesse de la structure vis-à-vis des actions prolongées ou répétées - Faible résistance au gel et dégel
Autres	<ul style="list-style-type: none"> - Vieillissement des joints de structure - Vieillissement des revêtements amont - Vieillissement d'organes pré-contraints

1.2.2 Techniques courantes d'auscultation

Selon le bulletin 60 de la CIGB (CIGB, 1988), les objectifs de l'auscultation sont de contrôler la construction et l'exploitation de l'ouvrage, de contrôler le premier remplissage du réservoir, et de permettre les recherches à buts technique et scientifique. La méthodologie d'auscultation devra périodiquement être révisée de façon à demeurer adaptée aux conditions d'exploitation évoluant dans le temps. Éventuellement, les raisons conduisant à l'amélioration d'un dispositif d'auscultation seront l'inadéquation ou l'insuffisance du dispositif en place, la tenue de recherches scientifiques, l'élimination d'éléments s'avérant inutiles et l'automatisation résultant de problèmes logistiques (CIGB, 1992).

Le tableau 1.2 résume les types de mesures et l'instrumentation associée couramment utilisés pour l'auscultation des barrages en béton, d'après le bulletin 60 de la CIGB (CIGB, 1988). La fréquence des lectures aux différents instruments sera fonction du type d'instrument, du niveau d'automatisation de la prise des données,

Tableau 1.2: Dispositifs courants d'auscultation des barrages en béton

Paramètre mesuré	Dispositif de mesure
Déplacements absolus en planimétrie et altimétrie	Topographie de précision
Déplacements différentiels	<ul style="list-style-type: none"> – Par référence à une verticale : pendule ou fil à plomb – Par référence à un alignement : fils de fondation, et surtout extensomètres et micromètres coulissants
Rotations par référence à un plan horizontal	Inclinomètres
Déformations unitaires	Extensomètres
Mesures de contraintes	Estimées à partir des déformations : pressiomètres pour les mesures directes
Mesures de température	Effectuées (1) en plusieurs points représentatifs à l'intérieur de l'ouvrage, (2) dans l'eau à plusieurs profondeurs et (3) à l'extérieur
Mesures des sous-pressions et fuites	Manomètres, déversoirs, capacités tarées
Mesures de mouvements de joints	Ouverture des fissures mesurées en surface
Mesures du niveau de la retenue	Balance hydrostatique, appareils de pression à membrane et jauges de contrainte

et également fonction du comportement de l'ouvrage. Lorsqu'une situation jugée anormale apparaît, la fréquence des lectures est accrue.

1.2.3 Notes sur le béton de masse

Le béton de masse constitue le matériau de construction des barrages-poids. La grosseur de ses agrégats et sa faible teneur en ciment le distingue du béton conventionnel. La taille maximale des agrégats peut atteindre 150 mm, mais elle est généralement limitée à moins, et le pourcentage des agrégats ayant un diamètre supérieur à 75 mm est d'au plus 30% (Ghrib et Tinawi, 1994).

Les propriétés du béton de masse sont peu connues par rapport à celles du béton conventionnel. En général, les essais sont réalisés par les constructeurs et ne font pas l'objet de publications. Également, chaque projet de construction est particulier de par le type de granulat utilisé. Selon Ghrib et Tinawi (1994), on peut cependant faire ressortir les caractéristiques suivantes :

- Résistance à la compression : dépend de la qualité des granulats et du dosage en ciment, varie entre 20 et 35 MPa. Augmente avec l'âge du béton.
- Module d'élasticité : supérieur au béton conventionnel, varie entre 28 000 et 48 000 MPa.
- Coefficient de Poisson : varie entre 0.17 et 0.28 à 28 jours. Une valeur moyenne de 0,22 après l'âge d'une année est raisonnable.
- Résistance à la traction : peu considérée sauf pour étudier le comportement dynamique, environ 10% de la résistance à la compression.

Par ailleurs, il est admis que le béton à l'état neutre, et avant toute sollicitation, est micro-fissuré, l'interface granulat-pâte de ciment durcie constituant le maillon faible de la structure matérielle du béton (Ghrib et Tinawi, 1994). Ainsi, le comportement ultérieur du béton est influencé par les micro-défauts initiaux.

1.3 Auscultation des ouvrages d'art au moyen de la technique des émissions acoustiques

Voyons maintenant comment la technique que nous proposons d'utiliser s'applique dans les autres sphères de l'activité scientifique et technique. On peut d'abord distinguer *grosso modo* deux échelles de grandeur à l'application de l'émission acoustique (ÉA) pour la caractérisation de matériaux. La plupart des travaux réalisés à ce jour l'ont été à une échelle fine, sur des échantillons en laboratoire. Les résultats et conclusions tirés de ces recherches sont importants car ils permettent, par

extension, de comprendre le phénomène lorsqu'étudié à une échelle plus grande, de la taille des ouvrages d'art². On présente dans cette section une revue des travaux effectués à ces deux échelles. Notons par ailleurs que la littérature couvre abondamment l'utilisation de l'émission acoustique pour l'étude des déformations dans la roche et les métaux, mais plus rarement pour caractériser les matériaux utilisés en génie civil et en géotechnique, soit le béton et les granulats.

1.3.1 Études acoustiques en laboratoire

1.3.1.1 Bétons

L'auscultation des bétons par ÉA a sérieusement débuté dans les années 70. Les travaux de McCabe *et al.* (1976) ont permis de confirmer les observations des chercheurs précédents, en plus d'apporter de nouvelles conclusions. Il en ressort principalement que l'émission augmente en fonction de la résistance de l'échantillon de béton, qu'elle diminue en fonction de l'âge de l'échantillon et que l'effet Kaiser³ est observable tant que la charge est inférieure à 80% de la charge maximale. McCabe *et al.* (1976) ont également observé que l'ÉA augmente brusquement lorsque la charge est mise en place, et que le *taux* d'émission diminue de façon linéaire (log-log) dans le temps. Finalement, un essai de flexion a permis de montrer que l'ÉA est plus marquée en tension qu'en compression. On note que le système d'acquisition utilisé comporte des capteurs résonnants à 140 kHz et enregistre dans la bande 100 kHz - 2 MHz, ce qui est largement plus élevé que ce qui mesuré sur le terrain.

Le type d'étude menée par McCabe *et al.* (1976) repose sur le décompte du nombre d'événements et leur distribution dans le temps. Des études plus récentes

²échelle pour laquelle on peut parler d'auscultation *microsismique*.

³l'émission n'est pas générée tant que la charge appliquée n'atteint pas le niveau de charge maximal déjà atteint.

(Yuyama *et al.*, 1995; Ohtsu, 1991) sont basées sur la mesure de l'amplitude des signaux pour caractériser la source (voir § 9.3.4), ou sur une localisation précise de l'hypocentre pour suivre la propagation d'une fissure (Chen *et al.*, 1992). L'analyse des mécanismes au foyer a permis à Yuyama *et al.* (1995) d'étudier en profondeur les phénomènes survenant dans les bétons homogènes et les bétons armés, à l'interface armature-béton. Leurs conclusions principales sont que l'effet Kaiser est observable lors de la propagation d'une fissure de *tension* dans les bétons non-armés, et qu'il n'est pas observé dans le cas des fissures de cisaillement. Les auteurs estiment par ailleurs que les fissures de cisaillement jouent un rôle plus important aux interfaces béton-armature, béton ancien – béton neuf. Ainsi, selon les auteurs, la possibilité de discriminer entre fracture de cisaillement ou de tension est un atout important pour la surveillance des structures.

Doit-on considérer le béton comme anisotrope du point de vue sismique ?

L'équipe du centre de recherche interuniversitaire sur le béton (CRIB) de l'Université de Sherbrooke s'est penché sur la question depuis quelques années. Les travaux de Ballivy et Rhazi concernent particulièrement l'utilisation des ÉA pour la caractérisation du béton et d'autres matériaux (Ballivy et Rhazi, 1993; Rhazi et Ballivy, 1993*b*). Leurs recherches touchent également le rôle de l'instrumentation (Rhazi et Ballivy, 1993*a*).

Des travaux du CRIB, on peut extraire un certain nombre d'informations utiles au développement et à l'utilisation d'une méthode d'auscultation par ÉA. D'abord, les auteurs notent que le béton est un matériau composite, et qu'un bon malaxage n'en fait pas nécessairement un matériau homogène (Ballivy et Rhazi, 1993). Le béton employé comme matériau de base dans les constructions de génie civil est hétérogène et peut présenter un caractère anisotrope. Cette propriété a un effet

déterminant sur la localisation d'hypocentre d'événements acoustiques, la vitesse des ondes étant fonction de leur direction de propagation. Toujours d'après Ballivy et Rhazi (1993), le béton est un matériau dispersif (§ 2.2.3), ce qui implique que la vitesse de propagation des ondes acoustiques est fonction de la fréquence du signal.

À ce sujet, il est à noter leurs travaux ne font pas mention de l'importance de l'échelle à laquelle ces propriétés ont été étudiées. Par exemple, pour un signal acoustique de très haute fréquence ($f = 1$ MHz), la longueur d'onde se propageant sera très courte ($\lambda = v/f = 2$ mm, pour $v = 2000$ m/s), de taille inférieure à une fraction importante du granulats. Le béton, à cette échelle, apparaît nécessairement hétérogène et peut paraître anisotrope. À une échelle de terrain, les fréquences maximales mesurées dépasseront rarement 2 kHz, ce qui situe la longueur d'onde au minimum à 1 m. La longueur d'onde est ainsi supérieure à la taille maximale des granulats et à l'échelle *microsismique*, on peut conclure que, du point de vue sismique, un béton conventionnel est homogène et probablement isotrope. Il en sera autrement pour un béton de masse (voir § 1.2.3) présentant une proportion non négligeable de gros granulats. Le milieu apparaîtra hétérogène, mais pas nécessairement anisotrope, les agrégats étant *a priori* distribués uniformément dans le béton de masse. De par son hétérogénéité, le béton de masse est susceptible de provoquer la diffraction et d'être dispersif.

À l'échelle d'un barrage, l'anisotropie sismique découlerait plutôt d'une détérioration du matériau ou d'une fracturation dans un plan préférentiel à l'intérieur de la structure. C'est à ce niveau qu'apparaît intéressant le fait de connaître la distribution des vitesses sismiques au sein du barrage, les anomalies de vitesse négatives étant indicatrices des zones altérées.

Problèmes liés à la géométrie des structures auscultées et problèmes de bruit

Rhazi et Ballivy (1993a) mettent également en lumière un problème important en auscultation par É.A. soit la complexité du signal capté qui ne présente pas la même forme que l'événement générateur de l'événement. Mis à part les différentes sources de bruit de fond, le signal acoustique est corrompu par les ondes de surface et les réflexions multiples dues à la géométrie des barrages. Les ondes de surface sont générées à cause du contraste de densité quasi infini entre le béton et l'air. Ces ondes suivent dans le temps les ondes P et S. Les réflexions sont simplement occasionnées par la présence d'interface séparant deux matériaux de densité différente (loi de Snell). La précision lors de la localisation d'un hypocentre sera fonction de la capacité à déterminer de façon précise les temps d'arrivée des ondes P et S, donc à décomposer le signal selon les composantes P, S, ondes de surface, réflexions et bruit de fond.

Les différents bruits intrinsèques au milieu sont une autre source de corruption du signal sismique. L'effet cumulatif des bruits de fond peut être suffisamment important pour saturer complètement le signal sismique et empêcher la détection des microséismes recherchés. Étant donné que ces bruits sont de type culturel, c'est-à-dire propres à chaque site, il est difficile de prévoir *a priori* les chances de succès de l'auscultation. Par ailleurs, la nature culturelle de ces bruits fait qu'il est pratiquement impossible d'en faire un cas général. Conséquemment, aucune littérature ne couvre le sujet de façon exhaustive. Une partie de notre étude, contenue au chapitre 3, traite du bruit mesuré au barrage de Carillon. Notons également qu'il est possible, dans certaines proportions, de faire ressortir l'information intéressante d'un signal bruité (§ 9.2).

1.3.1.2 Sols et granulats

Koerner *et al.* (1976b, 1977) ont étudié dans les années 70 la réponse acoustique de petits échantillons (575 cm^3) de sols pulvérulents (sables) et cohérents (argiles) lorsque soumis à une contrainte triaxiale. Leurs résultats montrent que le phénomène générateur diffère d'un type de sol à l'autre. Pour les sols pulvérulents, la mécanique des milieux continus ne peut pas strictement s'appliquer. On observe en particulier que la friction entre les particules est la source prépondérante d'émission (Koerner *et al.*, 1976b), et que la teneur en eau influence la propagation. Dans le cas des argiles, les auteurs estiment que le mécanisme englobe la friction et la cohésion des particules. Leur étude montre également que l'amplitude du signal acoustique est en moyenne 400 fois plus élevée dans les sables que les argiles.

Koerner *et al.* (1977) font également ressortir la forte dépendance de l'atténuation en fonction de la fréquence de l'émission. La figure 1.1 montre bien cette relation pour des échantillons de sable. Dans le cas des argiles, la relation est sensiblement la même, à la différence que l'influence de la teneur en eau est plus marquée.

1.3.1.3 Mécanique des roches

L'utilisation de l'émission acoustique est répandue en mécanique des roches, comme en témoignent les comptes rendus de Hardy (1998). D'après les revues bibliographiques de Lockner (1993) et Eberhardt (1998), l'étude en laboratoire des émissions acoustiques en mécanique des roches couvre quatre catégories : les études statistiques montrant la corrélation entre le taux d'ÉA et le taux de déformation inélastique, la localisation d'hypocentre d'événements acoustiques, l'analyse de la forme d'onde générée et l'étude des ondes P et S. Peu d'études touchent les deux dernières catégories.

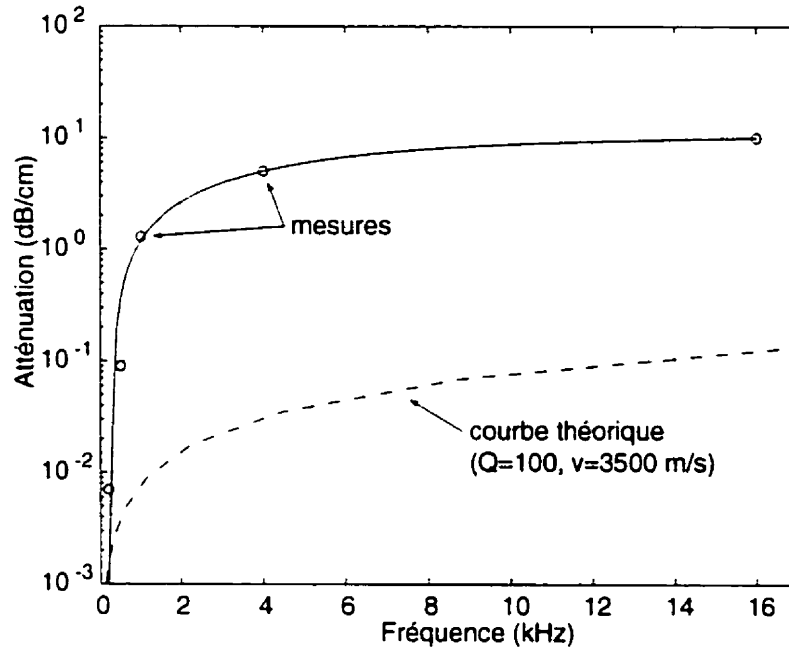


Figure 1.1: Atténuation en fonction de la fréquence pour des sables secs (d'après Koerner et al. (1976b)). La courbe pointillée correspond à la courbe théorique (éq. (2.30)) pour $Q = 100$ et $v = 3500 \frac{m}{s}$.

Corrélation entre l'émission acoustique et la déformation

Il existe une forte corrélation entre le taux de déformation inélastique de la roche et le taux d'ÉA enregistré durant la déformation. Cette proportionnalité dépend entre autre de la sensibilité du système à détecter l'ÉA, du type de fissure et de l'atténuation du signal acoustique. Par ailleurs, dans le but d'expliquer la relation de Gutenberg-Richter permettant le calcul de la magnitude, Evans (1978) a proposé une relation entre l'amplitude $u(r, t)$ de l'onde à une distance r de la fissure et la contrainte de tension τ_{zz}^i normale à la surface de la fissure. Cette relation s'exprime comme

$$u(r, t) \propto c_1 c_2^2 \tau_{zz}^i \quad (1.1)$$

où c_1 et c_2 sont respectivement les grand et petit axes de la fissure. L'amplitude du signal acoustique est donc proportionnelle à la taille de la fissure et à la contrainte de

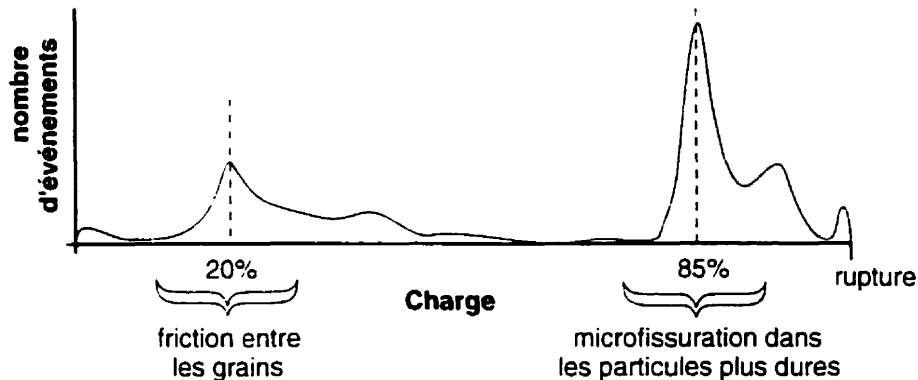


Figure 1.2: Schéma de distribution des événements acoustiques lors de la mise en charge en laboratoire d'un échantillon de pélite (d'après Fei (1993)).

tension. Lorsque la fissuration est générée par l'injection d'un fluide sous pression, il existe une relation directe entre les fractures et l'émission acoustique. Bien que la revue présentée par Lockner couvre principalement le champ expérimental en laboratoire, ce dernier estime que les mécanismes régissant les ÉA sont les mêmes à macro et micro échelles. Par ailleurs, il affirme que les propriétés physiques de la roche sont souvent régies par les processus se produisant à l'échelle du grain.

Les travaux de Fei (1993) montrent qu'il est possible de dégager un patron relativement constant de l'émission acoustique pour un échantillon mis en charge jusqu'à rupture. Il a observé que la rupture survient après le deuxième pic d'émission, durant la période de décroissance, soit généralement de 30 minutes à 2 heures après ce deuxième pic si on se réfère à la figure 1.2.

Matsunaga *et al.* (1993) indiquent par ailleurs que la viscosité du fluide injecté dans un échantillon de granite influence le type de fissuration. Ainsi, lorsqu'un fluide à faible viscosité tel que l'eau est utilisé, les événements acoustiques sont générés par un cisaillement dans la roche. Lorsqu'une huile (fluide plus visqueux) est utilisée, de nombreux événements générés par cisaillement sont observés, mais on observe également des fracturations produites par une contrainte normale de tension. Ainsi,

après observation au microscope, on remarque que la fracture générée par l'huile présente une plus grande ouverture qu'une fracture générée par l'eau. Finalement, les auteurs concluent que non seulement la viscosité du fluide, mais également la perméabilité de la roche et sa texture influencent les mécanismes de génération et de propagation des hydrofractures.

Localisation des hypocentres

Généralement, la localisation des hypocentres en mécanique des roches se fait par une simple régression en supposant une vitesse homogène dans l'échantillon et une source ponctuelle. Lockner (1993) rappelle cependant que lorsqu'un échantillon est sollicité jusqu'à la rupture, il n'est pas rare que l'on retrouve une anisotropie de vitesse de 40 à 50 %. Il recommande donc que l'on tienne compte de cet effet lors du calcul des temps d'arrivée. Cependant, sa revue de littérature ne mentionne aucun exemple où l'anisotropie est considérée.

Analyse de la forme d'onde

La recherche en mécanique des roches s'est tournée vers l'étude des formes d'onde dans le but de déterminer les mécanismes au foyer. Les chercheurs en ce domaine ont l'avantage de pouvoir facilement pratiquer des sections sur les échantillons et ainsi vérifier si les modèles déduits des formes d'onde correspondent à la réalité.

Les mouvements initiaux (premières arrivées de l'onde) sont observés sur un groupement de capteurs entourant l'échantillon. Comme les capteurs entourant l'échantillon mesurent la composante perpendiculaire à sa surface, on peut déterminer si le mouvement initial en est un de compression ou de dilatation. En recomposant dans l'espace les mouvements initiaux de tout les capteurs, on peut

déterminer si l'événement est dû à une tension pure, un double couple ou à un autre type plus complexe.

Finalement, Lockner mentionne que l'état de la recherche en détermination des micro-mécanismes focaux responsables des ÉA dans le domaine des MHz (plage couverte en mécanique des roches) est à l'état embryonnaire et que plusieurs mécanismes restent inexpliqués.

Étude des vitesses sismiques et de l'atténuation

L'ÉA n'est pas seulement utilisée pour suivre la progression et caractériser la fracturation lors d'une mise sous contrainte. Un nombre important d'études en mécanique des roches relate l'utilisation de piézoélectriques comme source d'émission. Il s'agit alors de méthodes à sources contrôlées avec lesquelles on cartographie l'atténuation, ce qui revient à faire une tomographie. Ce sujet déborde du cadre de cette thèse et n'y sera pas développé.

1.3.2 Études acoustiques sur des structures à grande échelle

1.3.2.1 Application aux structures de béton

Mis à part quelques cas d'auscultation sur des parties très localisées de centrales nucléaires (Jones, 1988; Drouillard, 1988), notre recherche bibliographique ne nous a pas permis de retracer des cas d'applications de l'auscultation microsismique sur des structures de béton.

1.3.2.2 Application aux ouvrages constitués de granulats

L'auscultation microsismique a été utilisée pour surveiller des digues lors de changements de niveau d'eau (Koerner et Lord, 1976; Koerner *et al.*, 1976a; Descour et Miller, 1989), et pour surveiller la stabilité de talus (Descour et Miller, 1989).

Descour et Miller (1989) notent que les structures étudiées comportent différentes parties présentant des résistances différentes à la déformation. Ils ont noté aussi que le ratio énergie de déformation/contrainte est élevé dans les zones de contact entre les matériaux de différentes résistances. Ainsi, ils ont observé deux origines typiques pour l'émission acoustique. D'abord, une catégorie d'événements peut être associée à la rupture des matériaux de faible résistance, habituellement au contact des structures plus résistantes. Ensuite, des événements peuvent être observés lorsque les parties résistantes commencent à se rompre. Descour et Miller (1989) énoncent également deux types de signe avant-coureur indiquant une instabilité structurelle. Ils notent premièrement une tendance des événements acoustiques à se concentrer en des endroits précis, ou selon des directions ou plans spécifiques. Une augmentation de la fréquence des activités, souvent accompagnée par un accroissement de leur amplitude est un deuxième indicateur.

Par ailleurs, lors de leurs études sur des matériaux meubles, Descour et Miller (1989) et Koerner et Lord (1976) ont dû enfoncer dans le matériau des tiges de un ou plusieurs mètres pour servir de guide d'onde de façon à augmenter le couplage aux accéléromètres.

1.3.2.3 Génie minier

Bien que la recherche en génie minier ait débuté dans les années 40, des efforts importants ont été déployés au cours des quinze dernières années pour tenter de prédire les coups de terrain, notamment au Canada, au États-Unis, en Pologne et en Afrique du Sud.

La théorie utilisée en génie minier s'articule autour des modèles utilisés en sismologie. Il existe deux caractéristiques à considérer lors de l'application de cette théorie aux problèmes du génie minier (et conséquemment à l'auscultation des barrages).

Une source de type double couple communément utilisé constitue la première de ces différences. Or, tant les coups de terrain dans les mines que les déformations dans les barrages présentent des mécanismes autres que le simple cisaillement. On pense en particulier à tout les phénomènes liés à l'infiltration d'eau sous les barrages.

Le deuxième aspect à considérer est celui de l'échelle à laquelle le phénomène se produit. Aki (1967) affirme qu'un même modèle peut servir à décrire des séismes de différentes magnitudes en assumant que les séismes de faible et grande amplitude satisfont au principe de *similarité* (le mécanisme au foyer est le même). On peut ainsi caractériser le séisme à partir de son spectre et du moment sismique M_0 (§ 4.2.1.2). Cependant, (Gibowicz *et al.*, 1990) ont remarqué dans l'environnement minier que « la similarité disparaît dans le cas de petits séismes caractérisés par un moment sismique se situant au-dessous de 10^{13} à 10^{14} Nm ».

1.3.2.4 Réservoirs géothermaux

Le principe d'exploitation des réservoirs géothermaux repose sur l'utilisation de sources de chaleur souterraines à travers lesquelles on fait circuler de l'eau. L'eau parcourt un circuit « fermé » à travers un puits d'injection, la roche chaude fracturée, un puits d'extraction et un échangeur de chaleur. L'eau circule à travers un réseau de fractures générées par l'injection d'eau sous de très fortes pressions. Généralement, les zones chaudes sont relativement profondes (2–3 km).

Mis à part les travaux de conception des extracteurs de chaleur et des systèmes de pompage, l'ingénierie des réservoirs géothermaux est intéressée par l'optimisation du circuit à travers lequel l'eau circule dans la roche. On est dans ce cas intéressé à savoir comment se propage la fracturation lors de l'injection. L'émission acoustique générée lors de la fracturation peut ainsi servir à la localiser. Les méthodes de localisation employées ont fait l'objet d'un certain nombre de publications (Block

et al., 1994; Fehler et Phillips, 1991; Fehler *et al.*, 1987; House, 1987; Thurber, 1993). De ces travaux, il ressort que la disposition des capteurs dans l'espace est très importante et que la connaissance de la nature des ondes et leur précision est primordiale. Pour s'assurer que cette dernière condition est remplie, les dispositifs employés pour mesurer l'ÉA comporte systématiquement des capteurs triaxiaux permettant de décomposer l'onde incidente en ses composantes P, SH et SV (voir § 2.2). Une des méthodes de localisation développée pour ce domaine (Block, 1991) est présentée en détail à la section 6.2.

1.3.2.5 Sismologie

La sismologie est la science étudiant les tremblements de terre, les ondes qu'ils génèrent, et leur relation avec le globe. Le lien entre cette discipline et l'auscultation microsismique est très étroit. En effet, l'invariabilité des lois physiques fondamentales fait que les modèles développés en sismologie peuvent, la plupart du temps, être appliqués en auscultation.

Notamment, la recherche en sismologie s'est beaucoup attardée à caractériser les séismes en fonction du spectre des fréquences des ondes sismiques qui leur sont associées. Un nombre important de paramètres ont été définis qui permettent de caractériser la source de l'émission. Ces paramètres sont présentés en détail à la section 4.2.1. Les sismologues ont également appliqué la mécanique des milieux continus à la description des sources sismiques et au rayonnement qu'elles produisent. Les bases de cette théorie sont exposées à la section 4.2.2.

1.4 Conclusion

La revue de littérature montre que la technique de l'émission acoustique peut être utilisée en laboratoire pour caractériser la déformation d'un matériau. On a

également montré que l'ÉA peut être appliquée à l'auscultation des ouvrages d'art tels que des talus et des digues, ainsi que dans les mines. La démonstration reste à faire pour les barrages de béton.

Une des premières questions à se poser lorsqu'on cherche à évaluer l'applicabilité de la surveillance microsismique aux barrages est celle de la *détectabilité des événements dans un rayon d'action utile*. Cela constitue la première partie de la thèse. On définit le rayon d'action utile comme la distance à laquelle un événement microsismique peut être détecté compte tenu de la sensibilité des capteurs, de l'atténuation du béton et d'un niveau de bruit moyen donné, pour une source de dimension donnée (donc de moment M_0 donné). La détectabilité est régie par un ensemble de phénomènes et de paramètres pouvant être catégorisés en deux groupes : les phénomènes contrôlés par l'instrumentation et les phénomènes contrôlés par l'environnement. Les limites imposées par l'instrumentation sont principalement dues à la sensibilité des capteurs et la dynamique de l'instrument, et sont dans ce cas invariables dans le temps. Elles peuvent également provenir du couplage mécanique entre les capteurs et le béton et peuvent dans ce cas être modifiées *in situ*. Les paramètres liés à l'environnement et contrôlant la détectabilité sont l'atténuation du signal au sein du milieu et le bruit sismique. On a déterminé l'atténuation sur un barrage, c'est le sujet du chapitre 2. La nature complexe du bruit sismique sera abordée au chapitre 3. Notre définition du rayon d'action utile présuppose que le signal sismique d'une source donnée soit connue. Ce signal a été modélisé numériquement, étape présentée au chapitre 4. Les résultats de ces trois chapitres ont été regroupés pour déterminer le critère de détectabilité exposé au chapitre 5.

Le problème de la localisation des hypocentres est traité dans la deuxième partie de la thèse. La revue de littérature présentée au chapitre 6 montre que ce problème peut être résolu de différentes façons. La technique retenue pour notre application

est celle de l'inversion conjointe vitesse–hypocentre car elle peut être réalisée à partir des temps d'arrivée seulement – pas besoin de connaître la forme de l'onde – et parce qu'elle tient compte des variations de vitesse du milieu. La distribution spatiale des vitesses donne également une image corrélée à la compétence du matériau. Par ailleurs, la mise au point d'un programme d'inversion nécessite une routine de modélisation directe du tracé des rais. Une telle routine garantissant le calcul des temps d'arrivée pour tout événement est choisie et testée au chapitre 7. Finalement, le programme d'inversion est testé au chapitre 8.

Plusieurs techniques existent en traitement du signal qui permettent de rehausser la qualité d'un enregistrement et de détecter la présence d'un signal déterminé dans une mesure bruitée. La puissance actuelle des ressources informatiques nous pousse à croire que la mise au point d'une méthodologie de traitement en temps réel est envisageable. Des pistes dans ce domaine sont présentées au chapitre 9. Notre revue de littérature montre que la description des sources sismiques implique une mathématique complexe qui s'avère lourde à traiter d'un point de vue informatique. Cependant, il est possible de simplifier les modèles pour permettre une classification binaire (cisaillement *vs* tension) à partir de la seule mesure de la première amplitude de l'onde P. Cette méthode et d'autres techniques d'étude des mécanismes au foyer sont également abordés brièvement au chapitre 9.

PARTIE I

RAYON D'ACTION THÉORIQUE

CHAPITRE 2

ÉVALUATION DE L'ATTÉNUATION SISMIQUE SUR UN BARRAGE EN BÉTON

2.1 Introduction

Dans le but de déterminer un rayon d'opération pour l'écoute microsismique sur les barrages, on cherche d'abord à déterminer l'atténuation que subissent les ondes sismiques dans le béton. Ce paramètre est déterminé à partir de mesures *in situ*, effectuées au barrage de Carillon à l'automne 1998. Dans ce chapitre, on expose d'abord un rappel théorique sur la propagation des ondes dans les milieux élastiques, ainsi que sur le facteur de qualité sismique Q et son calcul. On présente ensuite les paramètres d'acquisition des données. Les résultats sont finalement décrits et discutés. Notons que les sections 2.3, 2.4, 2.5 et 2.6 de ce chapitre ont fait l'objet d'une publication sous forme d'article, publiée par la Revue Canadienne de Génie Civil (Giroux *et al.*, 2001).

2.2 Rappels théoriques

Cette section, tirée de la littérature, est présentée afin de servir de référence pour les chapitres suivants.

2.2.1 Équations d'ondes

Soit une contrainte τ agissant sur un matériau élastique et provoquant une déformation e . Suite à cette contrainte, le matériau est hors d'équilibre. Les forces selon les coordonnées cartésiennes x_1 , x_2 et x_3 agissant sur la surface d'un volume élémentaire de ce matériau (figure 2.1) s'écrivent comme

$$\frac{\partial \tau_{11}}{\partial x_1} dx_1, \frac{\partial \tau_{21}}{\partial x_1} dx_1, \frac{\partial \tau_{31}}{\partial x_1} dx_1; \quad (2.1)$$

où l'indice i de τ_{ij} indique une contrainte parallèle à x_i , et l'indice j dénote que cette contrainte agit sur une surface perpendiculaire à x_j . Voyons comment ces forces peuvent être reliées à une quantité mesurable. Définissons le vecteur de déplacement d'une particule (ou élément de volume) par

$$\mathbf{u} = u_1 \hat{x}_1 + u_2 \hat{x}_2 + u_3 \hat{x}_3. \quad (2.2)$$

Ce vecteur \mathbf{u} est la quantité mesurée en sismologie. La deuxième loi de Newton permet de relier la dérivée seconde de \mathbf{u} par rapport au temps (l'accélération) d'un élément de volume à la force exercée sur cet élément de volume :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} &= \text{Forces agissant sur le volume selon } x_1 \\ &= \frac{\partial \tau_{11}}{\partial x_1} + \frac{\partial \tau_{12}}{\partial x_2} + \frac{\partial \tau_{13}}{\partial x_3} \end{aligned} \quad (2.3)$$

où u_1 est le déplacement selon x_1 et ρ est la densité (constante) du matériau.

Par ailleurs, la forme générale de la loi de Hooke s'écrit

$$\tau_{ij} = c_{ijpq} e_{pq}. \quad (2.4)$$

où c_{ijpq} est un tenseur d'ordre 4 à 21 coefficients indépendants. Pour un milieu isotrope, on a $\tau_{ii} = \lambda \Delta + 2\mu e_{ii}$, et $\tau_{ij} = 2\mu e_{ij}$, ($i \neq j$); où, par définition, $\Delta = e_{11} + e_{22} + e_{33}$, et λ et μ sont les constantes de Lamé. Δ représente la dilatation que

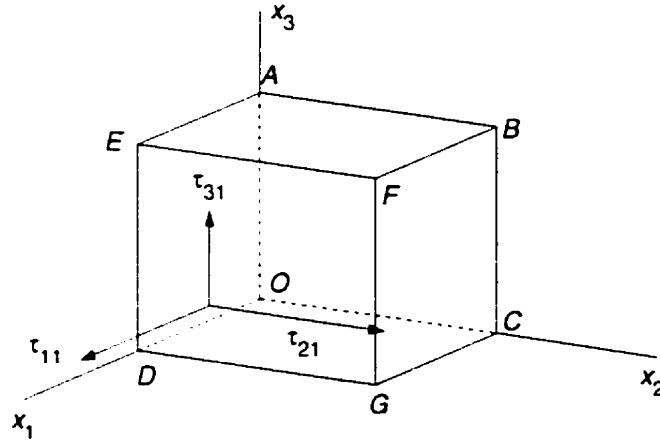


Figure 2.1: Décomposition de la contrainte agissant sur la surface d'un volume de référence.

subit le volume. En utilisant la loi de Hooke pour remplacer les contraintes τ par les déformations e , et sachant que les déformations sont reliées aux déplacements (qui sont plus facilement mesurables) par

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.5)$$

on arrive à

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} &= \lambda \frac{\partial \Delta}{\partial x_1} + 2\mu \frac{\partial e_{11}}{\partial x_1} + \mu \frac{\partial e_{12}}{\partial x_2} + \mu \frac{\partial e_{13}}{\partial x_3} \\ &= \lambda \frac{\partial \Delta}{\partial x_1} + \mu \left[2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + \left(\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1 \partial x_2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2} \right) + \left(\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1 \partial x_3} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_3^2} \right) \right] \\ &= \lambda \frac{\partial \Delta}{\partial x_1} + \mu \nabla^2 u_1 + \mu \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) \\ &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \Delta}{\partial x_1} + \mu \nabla^2 u_1. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Selon les axes x_2 et x_3 , on obtient

$$\rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Delta}{\partial x_2} + \mu \nabla^2 u_2 \quad (2.7)$$

et

$$\rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Delta}{\partial x_3} + \mu \nabla^2 u_3. \quad (2.8)$$

où u_2 et u_3 sont les déplacements selon x_2 et x_3 respectivement. On peut exprimer les équations (2.6), (2.7) et (2.8) sous la forme vectorielle comme

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \nabla \Delta + \mu \nabla^2 \mathbf{u}. \quad (2.9)$$

Équation des ondes P

L'équation obtenue en effectuant la divergence de (2.9) est appelée équation des ondes P et est reliée à la dilatation (ou la contraction) du milieu. Elle s'exprime par

$$\frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} = \nabla^2 \Delta \quad (2.10)$$

où $\alpha^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho$ et $\Delta = e_{11} + e_{22} + e_{33} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = \nabla \cdot \mathbf{u}$. L'onde P se propage avec une vitesse α . Le mouvement des particules se fait selon la direction de propagation.

Équation des ondes S

Lorsque la déformation est accompagnée d'un mouvement de rotation, l'onde générée est décrite par le rotationnel de l'équation (2.9). L'équation d'onde vectorielle pour les ondes S s'écrit alors sous la forme suivante

$$\frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial t^2} = \nabla^2 \Theta \quad (2.11)$$

en utilisant la définition des angles de rotation de la déformation tels que

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \frac{\partial u_3}{\partial x_2} - \frac{\partial u_2}{\partial x_3}, \\ \theta_2 &= \frac{\partial u_1}{\partial x_3} - \frac{\partial u_3}{\partial x_1}, \\ \theta_3 &= \frac{\partial u_2}{\partial x_1} - \frac{\partial u_1}{\partial x_2}. \end{aligned}$$

et

$$\Theta = \theta_1 \hat{x}_1 + \theta_2 \hat{x}_2 + \theta_3 \hat{x}_3 = \nabla \times \mathbf{u}. \quad (2.12)$$

Le terme Θ décrit le cisaillement que subit le volume de référence. L'onde S se propage avec une vitesse $\beta = \sqrt{\mu/\rho}$. La vitesse β peut varier entre 0 et 70% de la valeur de α ; l'expression reliant α et β est $\beta = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\alpha^2 - \frac{\lambda}{\rho} \right)}$.

Une caractéristique fondamentale des ondes S est que le mouvement des particules est perpendiculaire à la direction de propagation. De plus, ce mouvement peut être polarisé dans le plan perpendiculaire à cette direction. En sismologie, on utilise la notation SV pour décrire la composante des ondes S polarisée selon la verticale, et SH pour la composante polarisée horizontalement.

2.2.2 Rais sismiques

2.2.2.1 Équation de l'eikonal

Le modèle du rai sismique constitue une façon simple de se représenter la trajectoire de propagation de l'onde sismique. On définit ce modèle à partir de la propagation d'une perturbation discontinue dans un milieu homogène. Cette discontinuité est définie comme le produit de deux fonctions, l'une du temps et l'autre de la position, selon

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U}(t - T)f(\mathbf{x}) \quad (2.13)$$

où T correspond au temps de parcours (*travel time*) et dépend de la position, c.-à-d. $T = T(\mathbf{x})$. De cette dépendance découle la non linéarité du phénomène. Un *front d'onde* est une surface représentative de la distribution spatiale de la discontinuité. L'équation (2.13) est une solution de l'équation (2.6) valide en tout point à l'exception de la position de la source, considérée ponctuelle. En substituant

(2.13) dans (2.6), on trouve que

$$\rho \frac{\partial^2 U_1}{\partial t^2} f = (\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\partial U_1 f}{\partial x_1} + \frac{\partial U_2 f}{\partial x_2} + \frac{\partial U_3 f}{\partial x_3} \right) + \mu \nabla^2 U_1 f. \quad (2.14)$$

En distribuant les dérivées partielles et le Laplacien, on obtient

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 U_1}{\partial t^2} f = (\lambda + \mu) & \left[f \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_1^2} + \frac{\partial f}{\partial x_1} \frac{\partial U_1}{\partial x_1} + U_1 \frac{\partial^2 f}{\partial x_1^2} + \frac{\partial f}{\partial x_1} \frac{\partial U_1}{\partial x_1} \right. \\ & + f \frac{\partial^2 U_2}{\partial x_1 \partial x_2} + \frac{\partial f}{\partial x_1} \frac{\partial U_2}{\partial x_2} + U_2 \frac{\partial^2 f}{\partial x_1 \partial x_2} + \frac{\partial f}{\partial x_2} \frac{\partial U_2}{\partial x_1} \\ & \left. + f \frac{\partial^2 U_3}{\partial x_1 \partial x_3} + \frac{\partial f}{\partial x_1} \frac{\partial U_3}{\partial x_3} + U_3 \frac{\partial^2 f}{\partial x_1 \partial x_3} + \frac{\partial f}{\partial x_3} \frac{\partial U_3}{\partial x_1} \right] \\ & + \mu \left[f \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_1^2} + \frac{\partial f}{\partial x_1} \frac{\partial U_1}{\partial x_1} + U_1 \frac{\partial^2 f}{\partial x_1^2} + \frac{\partial f}{\partial x_1} \frac{\partial U_1}{\partial x_1} \right. \\ & + f \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_2^2} + \frac{\partial f}{\partial x_2} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} + U_1 \frac{\partial^2 f}{\partial x_2^2} + \frac{\partial f}{\partial x_2} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \\ & \left. + f \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_3^2} + \frac{\partial f}{\partial x_3} \frac{\partial U_1}{\partial x_3} + U_1 \frac{\partial^2 f}{\partial x_3^2} + \frac{\partial f}{\partial x_3} \frac{\partial U_1}{\partial x_3} \right]. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Sachant par ailleurs que \mathbf{U} dépend de T qui à son tour dépend de la position, on trouve une relation du type suivant pour les composantes de \mathbf{U}

$$\frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{\partial U_1}{\partial x_1} \right) = \frac{\partial^2 U_1}{\partial t^2} \frac{\partial T}{\partial x_1} \frac{\partial T}{\partial x_2} - \frac{\partial U_1}{\partial t} \frac{\partial^2 T}{\partial x_1 \partial x_2}. \quad (2.16)$$

Si on substitue (2.13) dans (2.7) et (2.8) et (2.16) dans les équations de la forme de (2.15), et que l'on somme les trois équations résultantes, on obtient une expression complexe reliant les dérivées secondes temporelles de \mathbf{U} , les dérivées premières spatiales et temporelles de \mathbf{U} , \mathbf{U} ainsi que f et ses gradients. Le problème est par ailleurs posé de telle façon qu'au voisinage du front d'onde, \mathbf{U} fluctue plus rapidement que f , ce qui fait que $\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t}$ et $\frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2}$ fluctuent d'autant plus vite (Aki et Richards, 1980). On peut alors dégager la condition suivante de l'expression mentionnée précédemment

$$\left(\nabla T \cdot \nabla T - \frac{\rho}{\lambda + 2\mu} \right) \left(\nabla T \cdot \nabla T - \frac{\rho}{\mu} \right)^2 = 0. \quad (2.17)$$

De fait, T satisfait l'équation de l'eikonal

$$(\nabla T)^2 = \frac{1}{c^2} \quad (2.18)$$

où c est soit α la vitesse de l'onde P, soit β la vitesse de l'onde S.

2.2.2.2 Relation entre T et le champ de vitesse sismique

On introduit la quantité s comme la distance parcourue le long d'un rai à partir d'un point de référence donné. Cette distance s peut être reliée au temps de parcours T par (Aki et Richards, 1980)

$$\frac{d\mathbf{x}}{ds} = c\nabla T. \quad (2.19)$$

Cependant, il est souvent utile d'étudier la géométrie des rais, ce qui nous pousse à rechercher une relation pour $\mathbf{x} = \mathbf{x}(s)$ où T n'apparaît pas et où le champ de vitesse est fonction de l'espace $c = c(\mathbf{x})$. On peut démontrer, en utilisant l'équation (2.18) que

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{1}{c} \frac{d\mathbf{x}}{ds} \right) = \nabla \left(\frac{1}{c} \right). \quad (2.20)$$

De cette équation découle la définition du paramètre du rai p . Par exemple, dans un système de coordonnées tel que décrit à la figure 2.2, le vecteur de longueur unitaire $\hat{\mathbf{p}}$ est

$$\hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{r}} \cos i + \hat{\boldsymbol{\theta}} \sin i, \quad (2.21)$$

où i est l'angle d'incidence du rai par rapport à la verticale. Or, les trois quantités r , i et c , bien qu'elles varient dans l'espace, permettent de définir un paramètre p qui demeure constant tout le long du rai. Ce paramètre s'écrit

$$p = \frac{r \sin i}{c}. \quad (2.22)$$

Chaque rai a son propre paramètre p , et ce dernier est utilisé pour identifier et distinguer les différents rais sismiques.

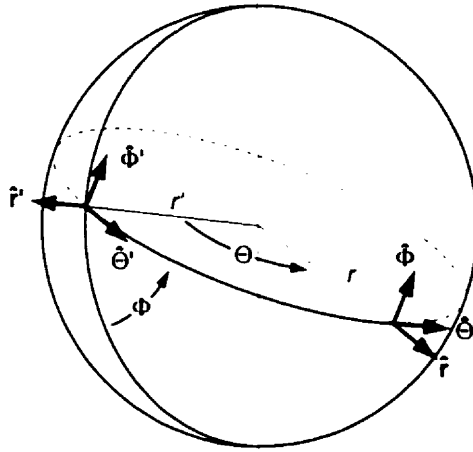


Figure 2.2: Convention du système de coordonnées sphérique épical. Le récepteur est situé à $\mathbf{x} = (r, \theta, \phi)$ et la source est à $\mathbf{x}' = (r', \theta', \phi')$.

Les ondes présentent également la propriété de satisfaire au *Principe de Fermat*. Ce principe stipule que pour deux points A et B situés sur un rai, ce rai représente la trajectoire où le temps de parcours de A à B est stationnaire selon $c(\mathbf{x})$, et cette trajectoire constitue le chemin emprunté par l'onde. Selon ce principe, des petites perturbations de la trajectoire auront un effet négligeable sur le temps de parcours en comparaison de perturbations du champ de vitesse.

2.2.3 Effets du milieu sur la propagation des ondes

Absorption

L'absorption est le phénomène par lequel l'énergie associée au mouvement de l'onde est redistribuée dans le sol sous forme de chaleur. Ce phénomène est en partie responsable de la diminution de l'amplitude et de la disparition des ondes. D'un point de vue empirique, ce phénomène est caractérisé par le coefficient d'absorption η régissant une décroissance exponentielle de l'amplitude ($A = A_0 \exp^{-\eta x}$).

Dispersion

Si l'on décompose un train d'ondes par transformée de Fourier, on obtient un spectre contenant une certaine plage de fréquences. Si la vitesse de propagation est la même pour toutes ces fréquences, le train d'onde se propagera sans se déformer. Si, par contre, la vitesse varie en fonction de la fréquence, la forme du train d'ondes subira une distorsion et on dira que le milieu est dispersif.

Réflexion et réfraction

La réflexion et la réfraction sont des phénomènes bien connus en physique des ondes. La loi de Snell décrit ces phénomènes. Lorsqu'une onde rencontre une surface plane délimitant un contraste de propriété du milieu, une partie de son énergie est réfléchiée et subsiste dans le milieu initial. La fraction restante est réfractée dans le deuxième médium et change de direction abruptement (figure A.1, p. 228).

Diffraction

Si l'onde se propageant rencontre une surface fortement courbée (c.-à-d. le rayon de courbure de la surface est largement inférieur à la longueur d'onde), la loi de Snell n'est pas valide. L'énergie de l'onde se « courbe » autour de l'obstacle, à la façon d'une vague lorsqu'elle frappe un poteau vertical.

Anisotropie

L'anisotropie sismique survient lorsque la vitesse de propagation varie selon la direction dans laquelle elle est mesurée, ou lorsqu'elle varie avec la direction de polarisation (Sheriff et Geldart, 1995). Dans les roches, l'anisotropie sismique peut être générée par plusieurs causes telles qu'une fracturation préférentielle du milieu, sa structure cristalline ou une stratification dense.

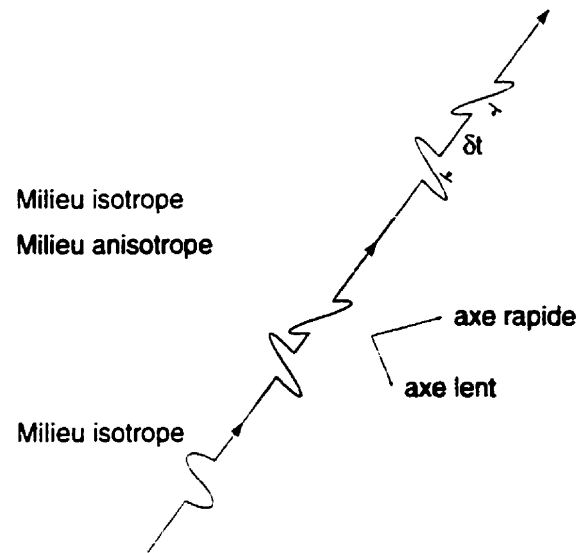


Figure 2.3: Découplage d'une onde S dans un milieu anisotrope.

L'anisotropie n'affecte pas le mode de propagation des ondes P. Cependant, elle occasionne un phénomène de biréfringence des ondes S (Sheriff et Geldart, 1995). Ainsi, lorsqu'une onde S traverse un milieu anisotrope, elle a la propriété de se diviser en deux ondes transversales ayant la même direction de propagation que l'onde originale. L'une de ces ondes se retrouve polarisée dans la direction de la vitesse maximale (v_{max}) alors que la seconde génère un cisaillement dans la direction de la vitesse minimum (v_{min}). La différence de vitesse provoque un déphasage entre l'arrivée des deux ondes S (figure 2.3). Ce déphasage est proportionnel à l'intensité de l'anisotropie et la distance parcourue en milieu anisotrope.

2.3 Atténuation

2.3.1 Origine et causes

L'atténuation peut être définie comme la diminution de l'amplitude et une perte préférentielle des hautes fréquences du signal sismique en fonction de la distance

de propagation ou du temps. C'est un phénomène aux causes multiples. Un des facteurs principaux en est l'absorption (§ 2.2.3), c'est-à-dire la transformation de l'énergie sismique en chaleur par friction interne ou granulaire dans un milieu inélastique (Johnston *et al.*, 1979; Sheriff et Geldart, 1995). Plusieurs modèles théoriques ont été développés pour décrire l'atténuation générée par absorption; un tableau comparatif de ces méthodes est donné dans Kjartansson (1979). Un autre facteur important d'atténuation est la diffusion de l'énergie sismique occasionnée par des hétérogénéités de faibles dimensions (Frankel et Clayton, 1986; Lay et Wallace, 1995). D'autres facteurs affectent également la distribution de l'amplitude des ondes sismiques; ce sont le diagramme de rayonnement de la source, la dispersion, la présence de fluides d'imbibition, l'interférence des ondes d'intérêt avec d'autres ondes et la partition de l'énergie aux interfaces marquant des contrastes d'impédance sismique. Ces facteurs découlent des propriétés ou de la géométrie du milieu de propagation et sont susceptibles de se superposer. Laverdure (1994) donne une bibliographie exhaustive sur les causes et mécanismes de l'atténuation, ainsi qu'une revue des méthodes d'évaluation du facteur Q .

2.3.2 Le facteur de qualité sismique Q

Le taux d'atténuation est habituellement exprimé en dB/m. Cependant, le facteur adimensionnel de qualité Q est généralement utilisé pour quantifier l'atténuation propre à un matériau. Par définition, le facteur Q est inversement proportionnel à l'énergie absorbée par le milieu lors d'un cycle d'oscillation de l'onde (Sheriff et Geldart, 1995). Cette définition revêt la forme mathématique suivante :

$$\begin{aligned} Q &= 2\pi / (\text{fraction d'énergie perdue par cycle}) \\ &= 2\pi / (\Delta E / E) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Ainsi, plus le matériau est de piètre qualité du point de vue sismique, plus l'énergie de l'onde sismique dissipée (ΔE) est grande, plus le facteur de qualité sera faible. L'expérimentation montre que généralement le coefficient d'absorption est proportionnel à la fréquence et que Q en est indépendant, c.-à-d. Q est constant pour un matériau (Toksöz *et al.*, 1979). Kjartansson (1979) a par ailleurs développé un modèle théorique pour un Q constant. Plusieurs techniques existent pour le calculer (Tonn, 1991; Laverdure, 1994). Trois d'entre elles sont retenues pour ce travail : les méthodes du rapport des amplitudes, du rapport des spectres d'amplitude et du temps de montée.

Généralement, on considère que le facteur Q est lié uniquement à l'absorption. On peut cependant distinguer deux mécanismes générateurs d'atténuation, soient l'absorption et la diffusion. Contrairement à l'absorption où il y a perte d'énergie, la diffusion entraîne une redistribution de l'énergie (Lay et Wallace, 1995). La diffusion a lieu en présence des petites hétérogénéités qui répartissent le front d'onde en une séquence d'arrivées subséquentes appelée coda. L'amplitude de la première arrivée est ainsi atténuée parce qu'une fraction de l'énergie de l'arrivée directe est transmise à la coda. L'effet combiné de l'absorption et de la diffusion est de réduire le facteur de qualité selon

$$Q^{-1} = Q_a^{-1} + Q_d^{-1} \quad (2.24)$$

où Q_a est dû à l'absorption et Q_d à la diffusion.

2.3.3 Divergence géométrique

La divergence géométrique occasionne également une diminution de l'amplitude sismique en fonction de la distance parcourue par l'onde. Ce phénomène, contrairement à l'absorption, n'implique cependant pas une transformation de l'énergie sismique. La divergence géométrique est due à une redistribution de l'énergie en

fonction de la surface occupée par le front d'onde. Son effet varie selon le type d'onde se propageant, soit qu'elle est plane, cylindrique ou sphérique.

La divergence géométrique est décrite par un rapport d'intensité. L'intensité I est la quantité d'énergie sismique E se propageant à travers une surface unitaire normale à la direction de propagation par unité de temps. Pour une onde harmonique, elle est définie selon

$$I = Ev = 2\pi^2 \rho v f^2 A^2, \quad (2.25)$$

où ρ est la densité du milieu, v est la vitesse de propagation de l'onde, f est sa fréquence et A son amplitude. Pour une onde sphérique dans un milieu homogène, le rapport d'intensité pour deux portions d'un front d'onde de rayons r_1 et r_2 est (Sheriff et Geldart, 1995)

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{A_2^2}{A_1^2} = \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2. \quad (2.26)$$

2.3.4 Méthodes de calcul de Q

On présente dans cette section les techniques retenues pour le calcul du facteur Q présenté au § 2.5.

2.3.4.1 Détermination par le rapport des amplitudes

Une décroissance exponentielle de l'amplitude dans l'espace ou dans le temps décrit généralement bien l'absorption. Soient A et A_0 les amplitudes d'une onde plane en deux points séparés d'une distance r (A_0 étant généralement l'amplitude à la source), la décroissance spatiale est définie comme

$$A(r) = A_0 \exp(-\eta r), \quad (2.27)$$

où η est le coefficient d'absorption. Dans le temps, la relation est

$$A(t) = A_0 \exp(-ht) \cos(2\pi ft), \quad (2.28)$$

où h est le coefficient d'amortissement et f est la fréquence de l'onde. En utilisant la définition (2.23), l'équation (2.27) et sachant que l'énergie est proportionnelle au carré de l'amplitude, on peut montrer que (Sheriff et Geldart, 1995)

$$Q = \pi/hT. \quad (2.29)$$

Lors d'une période T , l'onde se déplace d'une longueur d'onde λ . Si la perte d'énergie est due uniquement à l'absorption, le facteur d'atténuation sera égal à $hT = \eta\lambda$ (selon les expressions (2.27) et (2.28)), ce qui permet d'exprimer le facteur de qualité comme

$$Q = \frac{\pi}{\eta\lambda} = \frac{\pi f}{\eta v}, \quad (2.30)$$

où v est la vitesse de l'onde ($\lambda = v/f$). Le coefficient d'absorption η peut être calculé à partir du rapport des amplitudes A et A_0 (équation (2.27)). Considérant que le milieu est homogène et isotrope, et utilisant deux mesures en deux points i et j , on isole d'abord le coefficient d'absorption du rapport des amplitudes A_i/A_j , tel que

$$\eta = \frac{\ln(A_i/A_j)}{r_j - r_i}; \quad \text{avec } i \neq j. \quad (2.31)$$

L'amplitude à la source A_0 peut ensuite être calculé au moyen de la relation

$$A_0 = A_i \exp(\eta r_i). \quad (2.32)$$

2.3.4.2 Détermination par le rapport des spectres d'amplitude

Selon Kurita (1968), le terme d'atténuation (2.27) est décrit dans le domaine des fréquences par

$$H(\omega, r) = \exp\left(\frac{-\omega}{2} \int \frac{dr}{Q(\omega, r)v(r)}\right). \quad (2.33)$$

Pour un milieu à Q et vitesse constants, l'expression reliant l'amplitude au terme atténuant est alors

$$|A(\omega, r)| = |A_0(\omega)| |H(\omega, r)| = |A_0(\omega)| \exp\left(\frac{-\omega r}{2Qv}\right). \quad (2.34)$$

Le terme $|A_0|$ regroupe les caractéristiques de la source, la divergence géométrique et la réponse des instruments (Bâth, 1974; Laverdure, 1994). Il est possible de dériver une expression pour Q à partir du rapport de spectres mesurés en deux points r_1 et r_2 de l'espace. On obtient ainsi

$$\frac{|A(\omega, r_1)|}{|A(\omega, r_2)|} = \frac{|A_0(\omega)_1| |H_1(\omega)|}{|A_0(\omega)_2| |H_2(\omega)|} = \frac{|A_0(\omega)_1|}{|A_0(\omega)_2|} \exp\left(\frac{-\omega r_1}{2Qv} - \frac{-\omega r_2}{2Qv}\right). \quad (2.35)$$

En considérant que les traces ont été corrigées pour la réponse des instruments et la divergence géométrique et que l'amplitude à la source est la même selon les directions r_1 et r_2 , les termes $A_0(\omega)_1$ et $A_0(\omega)_2$ s'annulent et on peut obtenir la relation suivante pour un milieu de vitesse homogène

$$Q = \frac{\omega(r_2 - r_1)}{2v \ln \left| \frac{A(\omega, r_1)}{A(\omega, r_2)} \right|}. \quad (2.36)$$

On montre au paragraphe suivant une technique pour calculer le rapport $\left| \frac{A(\omega, r_1)}{A(\omega, r_2)} \right|$ qui permet de réduire le biais causé par la présence de bruit dans les mesures. Cette technique connue en traitement du signal est appliquée pour la première fois au calcul du facteur Q .

Calcul du rapport par spectres croisés

Soient $a(t)$ et $b(t)$ deux signaux mesurés à deux capteurs différents. Ces signaux peuvent être vus comme la somme du signal sismique et d'un bruit, tels que

$$\begin{aligned} a(t) &= x(t) + m(t), \\ b(t) &= y(t) + n(t), \end{aligned} \quad (2.37)$$

où $x(t)$ et $y(t)$ sont les signaux sismiques et $m(t)$ et $n(t)$ sont les bruits. Par ailleurs, on sait (Robinson et Treitel, 1980) que le signal sismique peut être décrit comme la convolution du signal source $o(t)$ avec une fonction de transfert $h(t)$ représentant le milieu atténuant, c.-à-d.

$$\begin{aligned} x(t) &= o(t) * h_a(t), \\ y(t) &= o(t) * h_b(t). \end{aligned} \quad (2.38)$$

On a alors dans le domaine des fréquences (dénnotant $A(\omega)$ la transformée de Fourier de $a(t)$)

$$A(\omega) = X(\omega) + M(\omega) = O(\omega)H_a(\omega) + M(\omega) \quad (2.39)$$

$$B(\omega) = Y(\omega) + N(\omega) = O(\omega)H_b(\omega) + N(\omega) \quad (2.40)$$

Or, la détermination du facteur Q implique le calcul du rapport de $A(\omega)$ sur $B(\omega)$, que l'on notera $H_Q(\omega)$ et qui s'écrit alors

$$H_Q(\omega) = \frac{A(\omega)}{B(\omega)} = \frac{O(\omega)H_a(\omega) + M(\omega)}{O(\omega)H_b(\omega) + N(\omega)}. \quad (2.41)$$

On remarque que la présence de bruit vient biaiser $H_Q(\omega)$.

Une façon de réduire ce biais passe par la théorie des systèmes linéaires. On sait que la fonction de transfert entre deux signaux peut être estimée par le rapport de la densité inter-spectrale entre ces signaux, sur la densité (auto-) spectrale de la fonction d'entrée (Bendat et Piersol, 1971). Si on assimile $b(t)$ comme l'entrée d'un système ayant $a(t)$ pour sortie, on peut alors écrire

$$H_Q(\omega) = \frac{S_{ab}(\omega)}{S_b(\omega)}, \quad (2.42)$$

où $S_{ab}(\omega)$ est la fonction de densité spectrale croisée entre $a(t)$ et $b(t)$ et $S_b(\omega)$ est la fonction de densité spectrale de $b(t)$. Or, on peut montrer à partir de (2.37) et (2.38) que

$$S_{ab}(\omega) = S_{xy}(\omega) = S_o(\omega)H_a^*(\omega)H_b(\omega) \quad (2.43)$$

et que

$$S_b(\omega) = S_y(\omega) + S_n(\omega) = S_o(\omega)H_b(\omega)H_b^*(\omega) + S_n(\omega). \quad (2.44)$$

où l'astérisque (*) dénote le conjugué complexe. On remarque que $S_b(\omega)$ contient le spectre du bruit $n(t)$. Il est possible d'estimer $S_n(\omega)$ à partir de la portion de la trace enregistrée avant la première arrivée. On peut ainsi définir l'estimateur suivant

$$\hat{H}_Q(\omega) = \frac{S_{ab}(\omega)}{S_b(\omega) - S_n(\omega)}. \quad (2.45)$$

2.3.4.3 Détermination par le temps de montée

Une caractéristique fondamentale de l'atténuation est qu'elle occasionne une transformation de l'onde transitoire se propageant dans le milieu atténuant. On observe généralement un « étalement » de l'onde dans le temps. Gladwin et Stacey (1974) ont montré que le temps de montée τ d'une impulsion se propageant dans un milieu donné est reliée au facteur Q de ce milieu. Cette relation est linéaire et prends la forme

$$\tau = \tau_0 + c \frac{t}{Q}, \quad (2.46)$$

où τ_0 est le temps de montée à la source et t est le temps de parcours de l'impulsion. Le temps de montée peut être défini comme $\tau = t_{90\%A_{max}} - t_{10\%A_{max}}$, où A_{max} est l'amplitude maximale de la première montée (Blair et Spathis, 1982). Le paramètre c est une constante pour laquelle Kjartansson (1979) a dérivé une valeur théorique de 0.298 pour des géophones lorsque $Q > 20$. Cette constante peut également dépendre du milieu de propagation (Tonn, 1991). Grâce à la relation (2.46), il est possible de déterminer Q en traçant une droite de régression à partir de valeurs de τ mesurées en plusieurs points à différentes distances de la source.

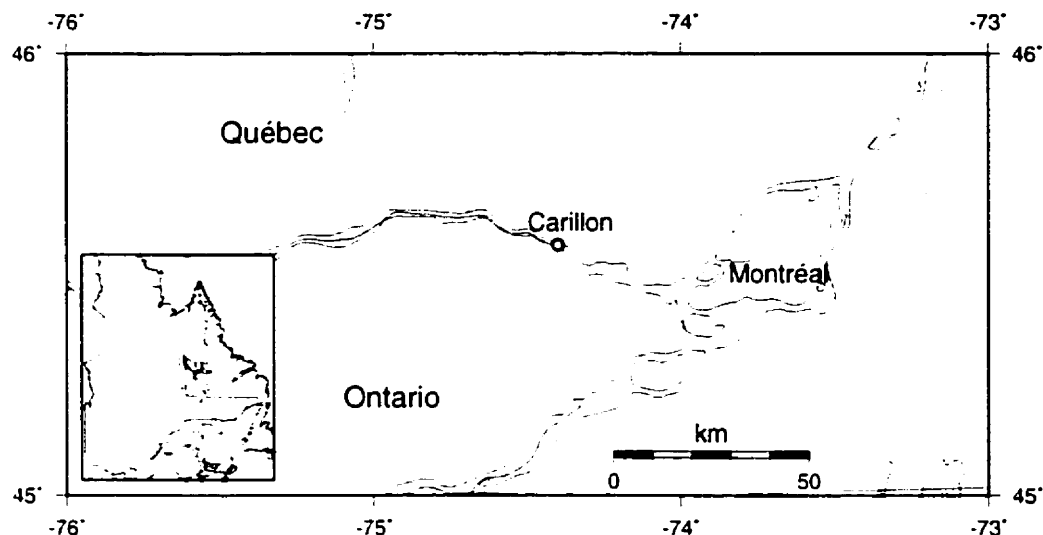


Figure 2.4: Localisation du barrage de Carillon.

2.4 Acquisition des données

Le barrage de Carillon est situé sur la rivière Outaouais, à environ 60 km de Montréal (fig. 2.4). Hydro-Québec en est le propriétaire et exploitant. C'est un ouvrage de type barrage-poids au fil de l'eau (fig. 2.5 A) mis en service en 1962. La hauteur de chute est de 18 mètres: la puissance de la centrale est de 655 MW.

La campagne complète des mesures s'est échelonnée du 22 octobre au 7 décembre 1998. Les mesures présentées dans ce chapitre ont été acquises le 10 novembre. La figure 2.5 B illustre la section de l'ouvrage où les mesures ont été prises. Cette section a déjà fait l'objet de travaux d'injection afin de colmater des joints ouverts quasi-horizontaux (Saleh et Tremblay, 1998).

L'acquisition des mesures nécessaires à ce travail a été rendue possible grâce à l'utilisation d'un système microsismique du laboratoire de recherche minière de CANMET (Sudbury, Ontario). Ce système comporte une unité centrale de traitement (ordinateur), dix capteurs et une unité de connexion. Le jeu de dix capteurs comporte un accéléromètre triaxial, un géophone triaxial, quatre accéléromètres

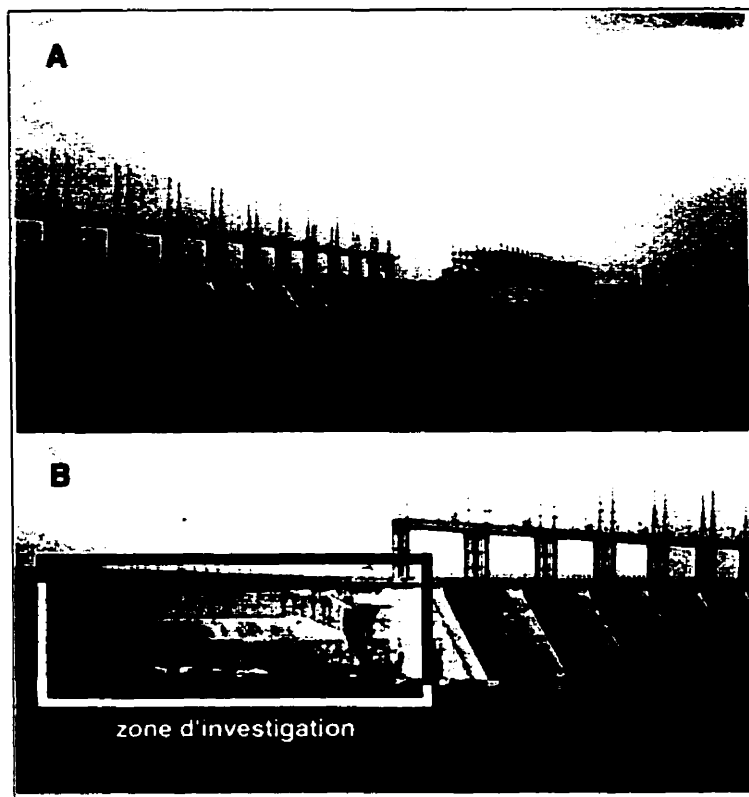


Figure 2.5: A) Vue du barrage de Carillon. B) Partie barrage-poids de l'ouvrage où les mesures ont été prises.

uniaxiaux et quatre géophones uniaxiaux.

Le système agit en surveillance continue. Lorsqu'un événement est détecté sur un canal (le seuil d'amplitude critique est excédé), le système initialise une surveillance systématique aux autres canaux sur une fenêtre de temps donnée. Si des événements sont détectés à un nombre prédéterminé de canaux, l'enregistrement de la fenêtre d'acquisition courante est déclenché pour tous les canaux. La fenêtre de surveillance, le nombre minimal de canaux contenant un événement et le seuil critique sont déterminés par l'opérateur. La durée de la fenêtre d'acquisition est déterminée par la fréquence d'échantillonnage et la capacité de sauvegarde, soit 4096 points par trace. La fréquence d'échantillonnage peut varier de 600 Hz à 20 kHz. Le système comporte un convertisseur A/N de 12 bits. Seize canaux sont disponibles, dont un

doit être réservé pour chronométrer le temps de déclenchement de l'enregistrement.

Le système de CANMET est limité au réglage des gains par groupe de trois canaux. La séquence de branchement des capteurs consiste à brancher d'abord les capteurs triaxiaux et ensuite les capteurs uniaxiaux. Conséquemment, un gain identique est appliqué sur les trois canaux d'un capteur triaxial. On se trouve aussi à avoir des groupes de trois capteurs uniaxiaux avec un même gain. Les gains sont programmables de 12 dB à 84 dB (plage de 12, 24, 32, 44, 52, 64, 72 et 84 dB).

Les géophones sont construits à partir de capteurs fabriqués par GEO SPACE Corp. (Houston), modèle GS-20DX. La fréquence naturelle de ce type de capteurs est 8 Hz. La sensibilité des géophones est de $29528 \text{ mV m}^{-1} \text{ s}$ (750 mV/ips) pour un amortissement de 60%. Un étalonnage des géophones à un gain de 44 dB indique un facteur d'étalonnage moyen de $5.279 \times 10^{-7} \text{ m s}^{-1} \text{ mV}^{-1}$. Les accéléromètres sont constitués de capteurs ANALOG DEVICES, modèle ADXL05, d'une sensibilité de 400 mV g . Le couplage des capteurs au béton est obtenu en les fixant avec de la colle epoxy à prise rapide, le béton ayant été émeulé en surface au préalable. Le capteur est recouvert d'un sac de sable afin de réduire les perturbations environnantes de grande amplitude (Descour, 1993). Notons que pour cette étude, il était impossible de forer dans le béton pour encastrer les capteurs. La position des capteurs a été relevée à l'aide d'une station totale (précision de l'ordre du cm). La figure 2.6 illustre la position des dix capteurs utilisés. Les accéléromètres sont dénotés par une étiquette débutant par A, les géophones par G. Les unités A01 et G02 sont les capteurs triaxiaux. Idéalement, les capteurs doivent être placés partout autour du volume étudié, de façon à réduire les ambiguïtés lors de la localisation des hypocentre et de la détermination des mécanismes au foyer. Sur un barrage, seuls la crête et la partie aval de la structure sont facilement accessibles ; ce sont les points que nous avons couverts. Une attention a également été portée afin de distri-

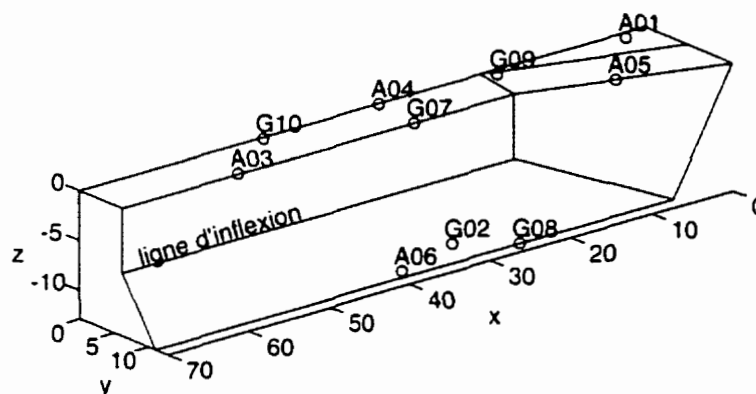


Figure 2.6: Position schématique des capteurs. La lettre A de l'étiquette indique un accéléromètre et la lettre G un géophone. Les distances sont en mètres.

buer uniformément géophones et accéléromètres, capteurs uniaxiaux et triaxiaux, horizontaux et verticaux.

Les signaux, limités à la gamme $[0 - 2400 \text{ Hz}]$ à l'aide d'un filtre analogique passe-bas, ont été numérisés à une fréquence de 20 kHz par canal, donnant une fenêtre d'acquisition de 0.2 seconde. La fenêtre de surveillance a été fixée à 25 ms. La source utilisée pour cet essai est un coup de masse de 1 kg. Seize coups ont été portés à une vingtaine de centimètres du géophone triaxial G02 (voir fig. 2.6).

2.5 Résultats

D'emblée, l'atténuation est apparue importante lors du réglage des gains au début de l'investigation. Un rapport de puissance signal/bruit (S/B) très faible est mesuré aux accéléromètres (en moyenne $S/B = 14$), comparativement à ce qui est observé aux géophones. Les gains aux géophones doivent être élevés pour déclencher l'enregistrement. Lors de l'acquisition des mesures spécifiques à l'évaluation de l'atténuation, des signaux de qualité acceptable ($S/B > 400$) ont été obtenus uniquement aux géophones G02, G07, G08 et G09. La figure 2.7 illustre un exemple de

traces obtenues à ces capteurs. Notons par ailleurs que les sismogrammes du capteur G07 sont particulièrement bruités par rapport aux trois autres. La figure 2.7 montre également une forme d'onde P caractéristique à G07, forme commune aux 16 événements. Cette distorsion peut être attribuable à une diffraction du front d'onde à la ligne d'inflexion au joint au dessus du capteur G02 (fig. 2.6). Les 16 événements donnent des rapports de puissance S_p , B (l'indice p dénote « onde P ») moyens de $1,8 \times 10^5$ pour G02, $3,6 \times 10^3$ pour G07, $2,9 \times 10^4$ pour G08 et $7,4 \times 10^4$ pour G09.

Considérant que l'onde P incidente à un capteur uniaxial n'est pas nécessairement dans le même axe que ce capteur, une correction pour l'angle d'incidence de l'onde P a dû être apportée. Cette correction consiste à diviser l'amplitude par le cosinus directeur relatif à l'orientation du capteur. Le cosinus directeur est calculé en considérant un rai droit de la source au capteur pour G08 et G09, et un rai droit ayant subi une inflexion au changement de pente du côté aval pour G07. L'amplitude à G02 est reconstituée à partir des trois composantes : la correction pour l'angle d'incidence n'est pas applicable à ce capteur.

Les valeurs d'amplitude aux quatre géophones ont également été corrigées pour la divergence géométrique en utilisant la relation (2.26). Les valeurs suivantes de rayon ont été utilisées : $r_{G02} = 0.16$ m, $r_{G07} = 12.5$ m, $r_{G08} = 7.7$ m et $r_{G09} = 19.9$ m.

Le facteur de qualité sera fonction du type d'onde étudiée, soit P (compression) ou S (cisaillement) pour les ondes de volume (Hasegawa, 1974). Ainsi, l'amplitude de la première montée P plutôt que l'amplitude maximale est utilisée pour évaluer l'atténuation, et toute référence subséquente à l'onde P fera référence à la première montée. Cette façon de faire est retenue pour éviter d'utiliser l'amplitude d'une onde S qui pourrait être superposée à l'onde P. Par exemple, l'onde S suivra de

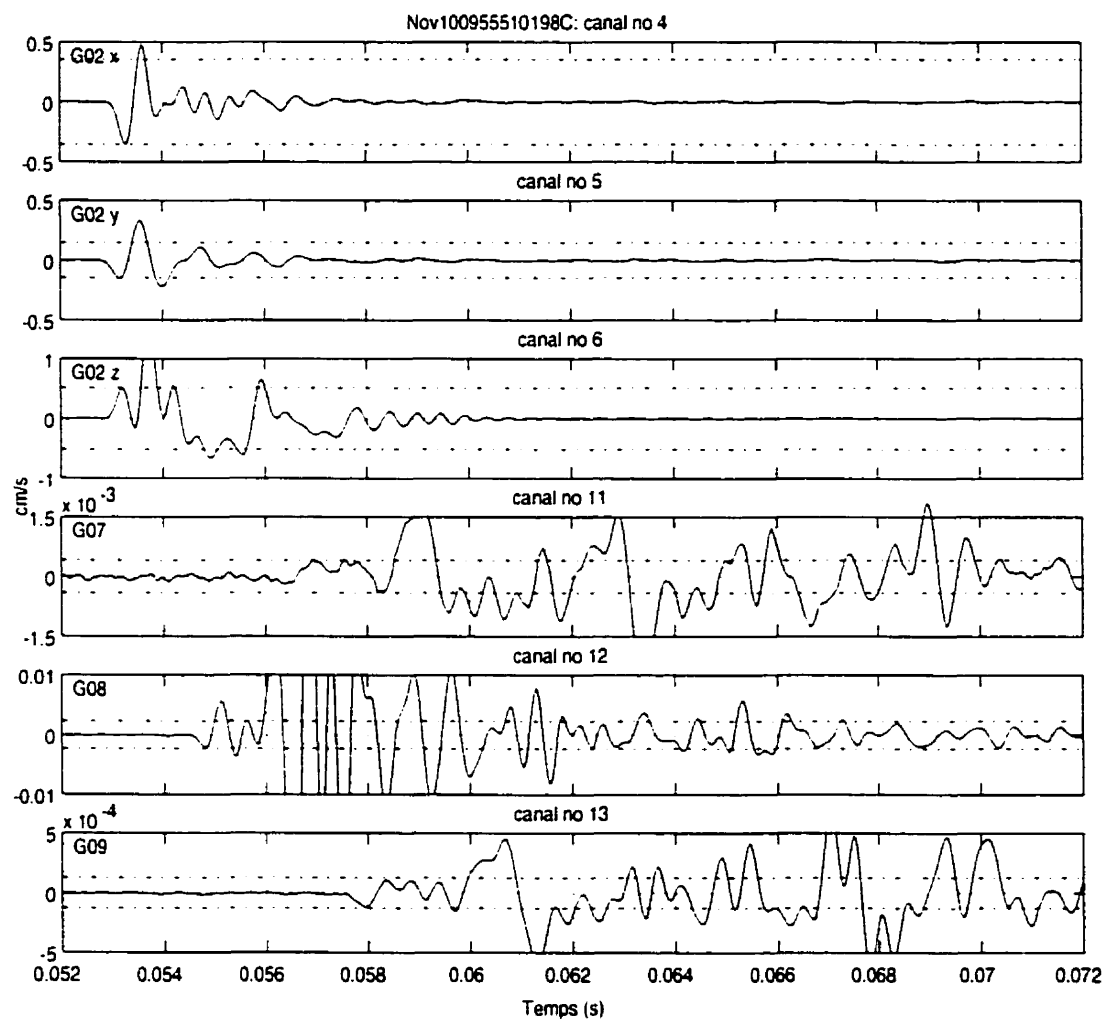


Figure 2.7: Traces mesurées pour l'événement Nov100955510198C (10 novembre 1998 à 09h 55m 51,01s). Les traits horizontaux indiquent l'amplitude de la première montée retenue pour le calcul de Q par le rapport des amplitudes.

Tableau 2.1: Valeurs moyennes et écarts-type du taux d'atténuation, de la vitesse sismique et de Q pour les 16 événements (méthode du rapport des amplitudes).

Paire	Taux d'atténuation (dB/m)		Vitesse P (m/s)		Facteur de qualité	
	moyenne	σ	\bar{v}_p	σ	Q	σ
G02-G07	2,26	0,39	3717	98	4,17	1,17
G02-G08	2,14	0,28	4336	144	3,75	1,05
G02-G09	1,46	0,22	4189	62	5,71	1,69
G07-G08	2,44	0,72	4027	104	3,79	1,40
G07-G09	–	–	3953	67	–	–
G08-G09	1,04	0,24	4263	96	8,14	2,71

seulement 0,83 ms l'onde P si $v_p = 4000$ m/s et $v_s = 3000$ m/s et que le capteur est à 10 m de la source.

2.5.1 Méthode 1 : Rapport des amplitudes

Des valeurs de η et d'amplitude A_0 ont été calculées pour les paires de géophones G02-G07, G02-G08, G02-G09, G07-G08 et G08-G09 pour les seize événements au moyen des relations (2.31) et (2.32). Le tableau 2.1 contient les valeurs moyennes obtenues. L'écart-type sur les valeurs de η (environ 15%) est acceptable. Notons que la paire G07-G09 a été rejetée car elle a donné des résultats très dispersés. Cela est probablement dû à la faible différence d'amplitude entre les capteurs G07 et G09 (dont les valeurs moyennes normalisées par A_0 sont respectivement de 0,0445 et 0,0393 contre 0,1528 pour G08). Ces capteurs sont relativement rapprochés l'un de l'autre et éloignés de la source, entraînant un calcul de η plus instable. Les valeurs de A_0 et d'amplitude corrigées aux capteurs G07, G08 et G09 ont néanmoins servi au calcul du taux d'atténuation.

Le modèle du rai droit (modèle de vitesse homogène) est utilisé pour calculer une vitesse P apparente pour chacun des capteurs G07, G08 et G09, et ce pour chaque événement. Le t_0 est approximé par le temps d'arrivée à G02. Les valeurs de v_p assignées aux paires G07-G08 et G08-G09 sont calculées en faisant la moyenne des

deux vitesses de chaque capteur. Les vitesses obtenues serviront au calcul du facteur Q selon les méthodes 1 et 2. Les valeurs moyennes sont présentées au tableau 2.1. Les valeurs de vitesse apparente obtenues semblent indiquer *a priori* que le béton est d'assez bonne qualité. De plus, elles sont relativement consistantes pour chacun des géophones (écart-type de 95 m/s, soit 2,3%).

Le facteur Q a d'abord été calculé par la formule (2.30). La fréquence f utilisée pour le calcul est la fréquence dominante des spectres calculés à la section suivante. Les valeurs du facteur Q obtenues sont regroupées au tableau 2.1. Ces valeurs sont consistantes d'un événement à l'autre pour chacune des cinq paires, surtout pour les paires composées avec le capteur G02.

2.5.2 Méthode 2 : Rapport des spectres d'amplitude

Détermination du rapport des spectres

Le calcul des spectres d'amplitude de l'onde P est délicat pour deux raisons : (1) les séquences temporelles (onde P) contiennent peu d'échantillons (en moyenne entre 20 et 30) et (2) les signaux sont dans certains cas bruités. Une approche utilisée pour estimer les spectres de séquences courtes est d'utiliser une méthode basée sur un modèle paramétrique de processus aléatoire. En particulier, pour des processus à bruit blanc, le modèle autorégressif (AR) est couramment employé. Ces méthodes ont l'avantage d'estimer les spectres avec une meilleure résolution que ce qui est obtenu des méthodes classiques telles que celle du périodogramme de Welch (Marple, 1987). Reliés à un système d'équation linéaire, le modèle AR a l'avantage d'être simple à résoudre. Dans la famille des estimateurs autoregressifs se trouve la méthode d'entropie maximum introduite par Burg (1975).

Pour fins de comparaison, les spectres ont été calculés au moyen des algorithmes de Burg et de Welch tels qu'implantés par le logiciel MATLAB (les détails des algo-

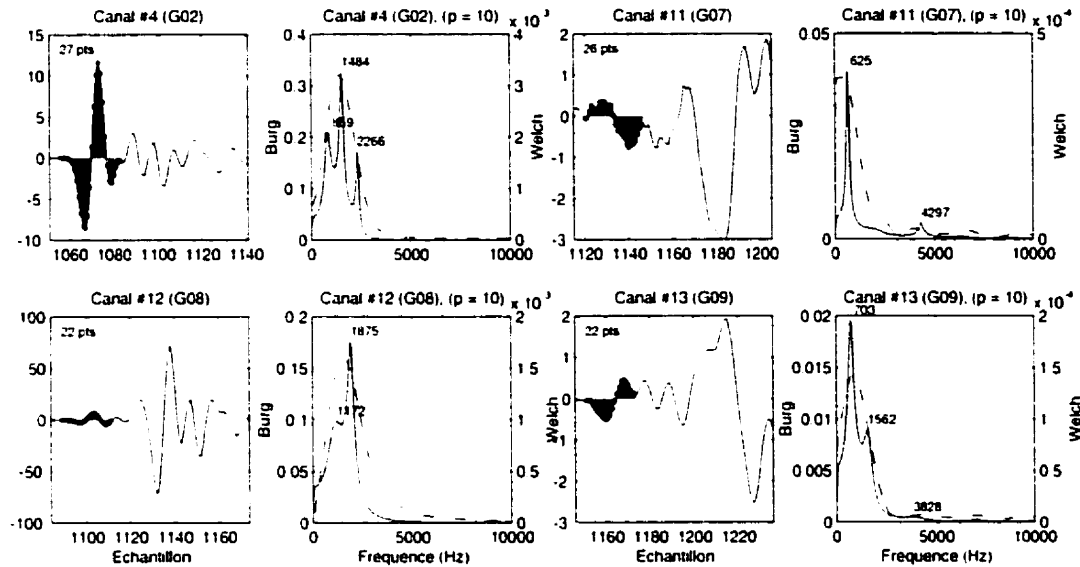


Figure 2.8: Calcul des spectres pour l'événement Nov100955510198C par la méthode du maximum d'entropie de Burg (1975) pour un modèle AR d'ordre $p = 10$ (courbe pleine) et par la méthode de Welch (courbe de tirets). Les ondelettes associées à l'arrivée P et sélectionnées pour le calcul sont représentées par les peignes.

ritmes peuvent être trouvés dans Marple (1987)). Un exemple de spectres obtenus est illustré à la figure 2.8. On remarque que l'algorithme de Burg permet d'obtenir des spectres où ressortent des fréquences dominantes : la résolution spectrale est élevée. Également, en plus des rapports d'amplitude obtenus de ces deux méthodes, on propose de comparer les résultats avec ceux obtenus par le rapport des amplitudes calculé par les spectres croisés tel que défini à l'équation (2.45) (également calculés avec MATLAB).

Pour les seize événements, l'énergie est majoritairement comprise entre 500 et 2500 Hz. Par ailleurs, les spectres présentent rarement plus de deux pics dans cette bande de fréquences. Également, la composante x au capteur G02 (canal 4) contient une fréquence dominante plus élevée que les autres composantes, et ce pour chacun des 16 événements. Pour des raisons qui seront discutées par la suite, le spectre de

cette composante a été utilisé pour les calculs en lieu du spectre de la trace G02 complète.

Traitement des valeurs aberrantes

Le calcul de Q par rapport des spectres a été effectué pour les paires de géophones G07-G02, G08-G02, G09-G02, G07-G08, G07-G09 et G09-G08 à partir de la formule (2.36). Pour chaque paire, le capteur au rapport S_p/B le plus élevé est utilisé au dénominateur pour limiter le biais lors du calcul de \hat{H}_Q (équation (2.45)). Ainsi, une valeur de Q est calculée pour chacune des fréquences du spectre, pour chaque paire. Les résultats ont été jugés significatifs dans la bande 547-2500 Hz, les points à l'extérieur de cette plage n'ont pas été conservés pour la suite des calculs.

Les valeurs ainsi obtenues ont ensuite été examinées pour éliminer les valeurs aberrantes. Le calcul a produit quelques valeurs numériquement indéfinies (NaN), infinies, ou inférieures à zéro; ces points sont rejetés. Par ailleurs, afin de dégager une valeur moyenne \overline{Q} , un poids $p_Q(f)$ a été attribué pour chacune des valeurs de Q à chaque fréquence. Ce poids est fonction de l'énergie du signal aux fréquences données et permet de mettre l'emphasis sur la portion énergétique du spectre. Pour chaque point d'un spectre G donné, on calcule d'abord un poids $p_G(f)$ comme l'amplitude à ce point divisé par l'amplitude maximale du spectre. Ensuite, on attribue comme poids à la valeur de Q le produit des deux poids des deux spectres utilisés pour son calcul. Par exemple, pour les valeurs de Q obtenues de la paire G02-G07, on a $p_Q(f) = p_{G02}(f) \times p_{G07}(f)$.

Des droites de régression linéaire avec et sans pondération sont tracées pour chaque paire de géophones afin de mesurer sommairement la dépendance de Q par

rapport à la fréquence. Les coefficients de la droite sont :

$$\begin{aligned} b_0 &= \bar{Q} - b_1 \bar{f} \\ b_1 &= \frac{\sigma_{Qf}}{\sigma_f^2}, \end{aligned} \quad (2.47)$$

où σ_{Qf} est la covariance entre Q et f . Pour chaque paire de capteurs, les points pour lesquels le résidu s'écarte de 3 écart-type (3σ) de la droite de régression sont rejetées. Les valeurs moyennes (\bar{Q}) ainsi que les écarts-type (σ) avec et sans pondération sont contenus au tableau 2.2. Le pourcentage de points conservés est également inclus dans le tableau 2.2. On remarque que la pondération tend à réduire l'écart-type. Deux paires de capteurs ont donné des résultats de faible qualité, soient G07-G09 et G02-G08 (des écarts-type très élevés donnant jusqu'à 60% d'événements rejetés). Cela peut s'expliquer par la faible distance entre ces capteurs relativement à la source, ce qui fait que le rapport des $|A(\omega)|$ n'est pas suffisamment marqué pour produire un calcul stable.

Les valeurs de Q obtenues par la méthode des spectres croisés et les droites de régression sont tracées à la figure 2.9. On remarque à l'observation de cette figure que Q n'est pas indépendant de la fréquence. On remarque par ailleurs que le tableau 2.2 indique que les valeurs obtenues par spectres croisés sont plus élevées que pour les deux autres méthodes.

2.5.3 Méthode 3 : Temps de montée

Les temps de montée ont été mesurés selon la définition de Blair et Spathis (1982) pour les seize événements aux quatre capteurs. Ces valeurs ont été portées en graphique à la figure 2.10 en fonction de la distance source-capteur d . En approximant le τ_0 de l'équation (2.46) par le temps de montée au capteur triaxial G02, on remarque une singularité pour 9 des 16 événements. En effet, la valeur de τ_0 (τ_{G02}) est plus élevée que τ_{G08} , alors qu'elle devrait demeurer inférieure en tout

Tableau 2.2: Valeurs moyennes et écarts-type de Q , avec et sans pondération, pour les 16 événements (méthodes du rapport des spectres).

Burg						
Paire	Avec pondération			Sans pondération		
	\bar{Q}	σ	% conservé	\bar{Q}	σ	% conservé
G07-G02	3.4	0.9	98	4.0	1.5	98
G08-G02	16.2	19.4	84	15.0	17.6	84
G09-G02	5.8	1.6	99	6.6	2.1	99
G07-G08	2.1	1.0	97	2.1	0.9	97
G07-G09	17.3	32.4	38	34.9	46.8	38
G09-G08	5.2	1.2	99	5.2	1.3	99

Welch						
Paire	Avec pondération			Sans pondération		
	\bar{Q}	σ	% conservé	\bar{Q}	σ	% conservé
G07-G02	3.8	1.0	100	4.2	1.2	100
G08-G02	11.6	7.8	99	12.1	8.9	99
G09-G02	5.7	1.7	100	6.2	2.0	100
G07-G08	2.3	0.6	99	2.4	0.5	99
G07-G09	23.5	60.8	64	49.7	94.1	64
G09-G08	5.0	1.2	100	5.3	1.3	100

Spectres croisés						
Paire	Avec pondération			Sans pondération		
	\bar{Q}	σ	% conservé	\bar{Q}	σ	% conservé
G07-G02	7.2	1.8	100	8.4	2.4	100
G08-G02	23.4	15.7	99	24.1	17.8	99
G09-G02	11.1	3.3	100	12.5	4.1	100
G07-G08	4.6	1.0	99	4.7	1.1	99
G07-G09	63.3	150.0	64	105.7	213.7	64
G09-G08	9.8	2.2	100	10.6	2.6	100

temps. Or, la constante c de l'équation (2.46) est valide lorsque tout les capteurs sont identiques (Kjartansson, 1979), ce qui n'est pas le cas, G02 étant triaxial. La droite de régression permettant de calculer Q a ainsi été calculée avec et sans G02. Cette droite de régression prends la forme

$$\tau = b_0 + b_1 d, \quad (2.48)$$

avec $b_1 = \frac{\sigma_{\tau d}}{\sigma_d^2}$ et $b_0 = \bar{\tau} - b_1 \bar{d}$. Le facteur Q est calculé en combinant (2.46) et (2.48), pour obtenir $Q = \frac{c}{b_1 v_p}$. Par ailleurs, les valeurs de τ à G07 sont particulièrement

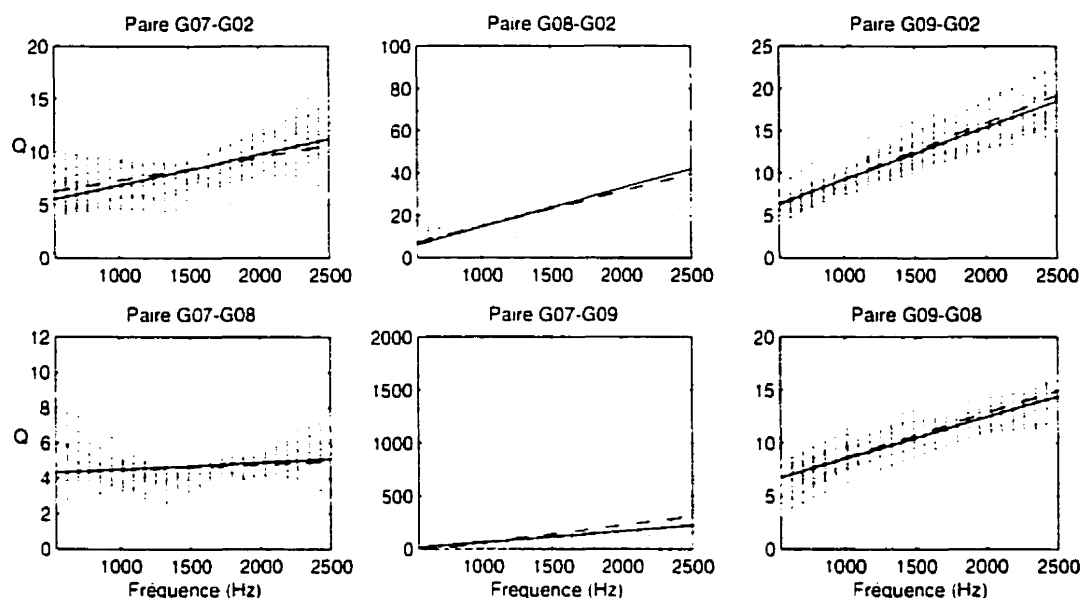


Figure 2.9: Distribution des valeurs de Q calculées par méthode du rapport des spectres (spectres calculés par spectres croisés), après rejet des valeurs aberrantes. Les traits correspondent aux droites de régression pour les points présentés : le trait en tirets est la droite de régression pondérée, le trait plein la droite de régression normale.

dispersées, et le calcul de la droite de régression s'est fait également en excluant et incluant ces valeurs. Les coefficients des quatre droites obtenues ainsi que les valeurs de Q correspondantes sont présentés au tableau 2.3 : ces droites sont également tracées à la figure 2.10.

En assumant que les déviations de la droite de régression sont distribuées de façon normale, il est possible d'estimer un intervalle de confiance sur les coefficients de la droite (Draper et Smith, 1981). Ces intervalles de confiance (pour une limite

Tableau 2.3: Valeurs moyennes de Q pour les 16 événements, coefficients des droites de régression et coefficient de corrélation (méthode du temps de montée).

Capteurs utilisés	Q	b_0	b_1	ρ
G02-G07-G08-G09	10.73 ± 142.86	0.1551 ± 0.0302	0.0068 ± 0.0905	0.57
G02-G08-G09	11.12 ± 35.81	0.1524 ± 0.0082	0.0066 ± 0.0210	0.79
G07-G08-G09	7.80 ± 101.98	0.1159 ± 0.1040	0.0094 ± 0.1223	0.51
G08-G09	7.49 ± 14.92	0.0997 ± 0.0225	0.0097 ± 0.0192	0.81

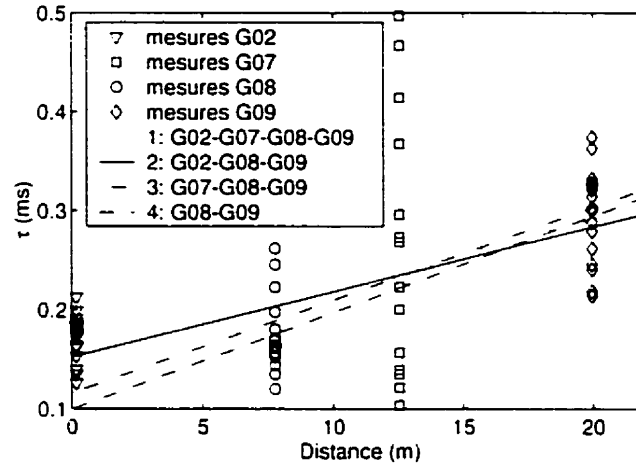


Figure 2.10: Temps de montée τ en fonction de la distance des capteurs à la source. Les traits représentent les droites de régressions calculées pour les combinaisons de capteurs indiquées dans la légende.

de confiance de 95%) sont inclus au tableau 2.3. L'erreur sur b_1 entraîne l'erreur sur Q suivante

$$\partial Q = -\frac{Q}{b_1} \partial b_1. \quad (2.49)$$

On observe ainsi que la faible confiance sur le coefficient b_1 entraîne une erreur importante sur l'estimation de Q . L'intervalle de confiance sur Q au tableau 2.3 est la somme de (2.49) et d'une expression similaire pour l'erreur sur v_p . Dans notre cas, la contribution de (2.49) est de 99% sur l'écart-type de Q . En conséquence de ces confiances restreintes sur Q , les valeurs du tableau 2.3 doivent donc être utilisées avec précaution, bien qu'elles s'accordent assez bien avec les résultats précédents lorsque G02 est exclu. Par ailleurs, on remarque également que l'inclusion ou l'exclusion de G07 a peu d'influence sur Q , mais que son inclusion est très négative sur le coefficient de corrélation.

2.6 Discussion

Comment se comparent nos résultats ?

Le facteur Q moyen obtenu par rapport des amplitudes est égal à $5,1 \pm 1,6$ pour une fréquence moyenne de 1250 ± 275 Hz. Par ailleurs, trois valeurs moyennes de Q sont obtenues par rapport des spectres. Ces valeurs sont de $8,4 \pm 14,4$ pour les spectres calculés par la méthode de Burg, de $8,3 \pm 20,7$ pour les spectres calculés par la méthode de Welch et de $17,9 \pm 53,3$ pour les rapports spectraux calculés par la méthode des spectres croisés. Notons que si on rejette les paires G02-G08 et G08-G09, on obtient $4,5 \pm 1,9$ pour les spectres calculés par la méthode de Burg, $4,6 \pm 1,8$ pour les spectres calculés par la méthode de Welch et $8,3 \pm 3,5$ pour la méthode des spectres croisés. Par la méthode des temps de montée, on obtient $7,5 \pm 14,9$. Le facteur de qualité mesuré à Carillon se situe sous la fourchette des valeurs faibles de Q dans les roches. En effet, Q se situe sous 1000 dans les roches, typiquement entre 10 et 100 (Toksöz *et al.*, 1979), bien que dans les roches ignées Q puisse avoisiner 5000-8000 (Laverdure, 1995). Il est à noter qu'on observe dans les tables de Carmichael (1989) que pour un type de roche donnée, un échantillon à contenu élevé en sable présente une valeur de Q plus faible qu'un échantillon à contenu moins élevé. Par ailleurs, on remarque que la valeur moyenne de v_p mesuré à Carillon, 4081 ± 95 m/s, indique un béton de bonne qualité (Kharrat, 1997).

On trouve trois explications possibles à ces valeurs faibles de Q . D'abord, il semble y avoir une atténuation de diffusion due à la composition du béton (ciment et granulats). La longueur d'onde moyenne de l'onde de compression est approximativement $\lambda = 4000/1500 = 2,7$ m. Puisque la taille des granulats est plus petite que λ , ceux-ci peuvent agir comme des points diffringents (diffusion de Rayleigh). Un milieu présentant des hétérogénéités de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde sismique occasionne également une diffusion dite de Mie (Wu et Aki, 1985). À la fi-

gure 2.7, une longue coda, indicatrice de diffusion, est observable aux capteurs G07, G08 et G09 par rapport à G02. Ce type de diffusion n'occasionne pas nécessairement une diminution de v_p (Frankel et Clayton, 1986). Deuxièmement, un milieu fortement fissuré occasionne de la diffusion et de l'absorption. Or, on sait que cette partie de l'ouvrage a déjà été injectée pour colmater des fissures (Saleh et Tremblay, 1998). Finalement, une valeur plus faible de Q dans le béton peut être attribuable à une porosité plus élevée que dans les roches, Q étant inversement proportionnel à la porosité (Johnston *et al.*, 1979), ou à un contenu élevé en sable. Cette affirmation demeure à vérifier, la porosité et la composition du béton à Carillon ne nous étant pas connue.

Sur des bétons, Kharrat (1997) a mesuré le facteur Q en laboratoire par la méthode du rapport des spectres, pour quatre types de mélanges de qualité variant d'excellente à pauvre. Il a obtenu des valeurs moyenne de 45, 33, 15 et 8.3 pour des échantillons de résistance de 38, 17, 6 et 4 MPa et de vitesse P de 4600, 4180, 3320 et 2420 m/s respectivement. Ces résultats ont été obtenus avec des signaux oscillant dans une bande de fréquence centrée autour de 200 kHz, soit deux ordres de grandeur plus élevés que pour nos mesures. Ces valeurs s'accordent avec nos résultats, considérant que le béton de Carillon est vieux de plus de 35 ans et que le vieillissement est susceptible d'occasionner une baisse de Q . Kharrat a aussi étudié en laboratoire le comportement du facteur de qualité en fonction du degré de fissuration du béton. En moyenne, Q varie de 44 pour un béton sain à 22 pour un béton sur le point de rompre.

Ambiguïté au capteur G02

Une particularité des données à souligner est que la fréquence dominante moyenne au capteur G08 est plus élevée qu'à G02, soit respectivement 1904 ± 102 contre 1250

± 275 Hz. G02 est pourtant beaucoup plus près de la source et on devrait observer la situation inverse. Dans ce cas, la taille et le poids du capteur sont susceptibles d'influencer le couplage béton-capteur, bien que les avis soient contradictoires à ce sujet (Krohn, 1984). Notons ici que le couplage est défini comme la fonction de transfert entre le mouvement du béton et la réponse du capteur, et qu'il présente les caractéristiques d'un système masse-ressort amorti (Krohn, 1984). G08 est petit (2×3 cm) et léger (95 g) par rapport à G02 qui comporte trois axes de mesure et dont les transducteurs sont compris dans un même boîtier (4×20 cm - 810 g) contenant également le pré-amplificateur. Le couplage au capteur G02 agirait comme un filtre passe-bas comparativement à G08. Ce problème aurait probablement pu être évité si les capteurs avaient pu être encastrés dans le béton. Un filtrage passe-bas à G02 causé par un mauvais couplage peut partiellement expliquer la proportionnalité de Q en fonction de la fréquence observée à la figure 2.9. En effet, une diminution relative de l'amplitude à G02 aux hautes fréquences entraîne par exemple une diminution du ratio A_{G02}/A_{G07} , ce qui a pour effet d'accroître la valeur de Q .

L'étude des temps de montée montre aussi un phénomène attribuable à un effet passe-bas à G02. Le fait que 9 des 16 temps de montés mesurés à G02 soient plus élevés qu'à G08 peut découler d'un effet similaire à la dispersion. L'atténuation des hautes fréquences provoque l'étalement de l'ondelette, phénomène sur lequel est basée la méthode même du temps de montée. Un filtre passe-bas occasionne le même effet sur l'ondelette et biaise ainsi le résultat. Par ailleurs, on remarque à la figure 2.10 que les temps de montée mesurés à G07 sont très dispersés. L'erreur sur cette mesure peut avoir deux origines, soit le faible rapport S_p/B à ce capteur et le fait que l'onde est déformée au point d'inflexion sous le capteur (fig. 2.6). Pour ces raisons, on a choisi de retenir la valeur de Q obtenue avec les mesures aux capteurs G08 et G09 uniquement.

Influence du couplage

Dans le but d'évaluer l'effet du couplage des capteurs sur l'estimation du facteur de qualité, on a tenté d'estimer ce couplage conjointement à l'évaluation de Q . Des données additionnelles ont été utilisées pour ce calcul afin d'avoir des arrivées multidirectionnelles aux capteurs. Il s'agit de 28 tirs effectués pour le calibrage des gains, dont la position est connue et dont les spectres ont été calculés par les méthodes de Burg, de Welch et des spectres croisés. Une solution analytique avec inversion de matrice a dû être abandonnée étant donné le très mauvais conditionnement du système à résoudre. Une solution par algorithme génétique (Goldberg, 1989) a été retenue, et implantée telle que décrite par Sen et Stoffa (1992) (le lecteur est invité à se référer à cet article ou à Sen et Stoffa (1995) pour plus de détails sur la méthode).

Pour notre algorithme, la fonction d'évaluation (*fitness*) est calculée à partir de la fonction d'intercorrélation normalisée $E(\mathbf{m})$ (éq. (1) de Sen et Stoffa (1992)) entre le rapport des spectres mesuré et notre modèle. Ce modèle est défini en considérant le couplage comme une fonction de transfert variant avec la fréquence ($|C(f)|$). Pour une paire de capteurs a et b , notre modèle se traduit par

$$\mathbf{m}^i = \frac{|C_a^i(f)|}{|C_b^i(f)|} \exp \left[\frac{\pi f(r_b - r_a)}{vQ^i(f)} \right]. \quad (2.50)$$

Sur une population de N individus, la probabilité de sélection du i^e modèle est ensuite définie par

$$P_s^i = \frac{\exp[E(\mathbf{m}^i)/T]}{\sum_{j=1}^N \exp[E(\mathbf{m}^j)/T]} \quad (2.51)$$

où T est un paramètre de contrôle emprunté au recuit simulé discuté par Sen et Stoffa (1992). L'encodage des paramètres en chromosomes est du type Gray (Press *et al.*, 1992), et les bornes inférieure et supérieure du paramètre Q sont de 1 et 200. La borne supérieure de la variable C est fixée à 1, la borne inférieure à 0. La structure générale de notre algorithme est la suivante : (1) constitution

d'une population de façon aléatoire ; (2) calcul de la fonction *fitness* des membres ; (3) sélection ; (4) reproduction et mutation ; (5) pour M itérations : répétition des étapes (2), (3) et (4). La matrice de covariance des paramètres est également calculée selon la méthode décrite par Sen et Stoffa (1992), permettant ainsi d'obtenir un intervalle de confiance sur les paramètres estimés.

La figure 2.11 montre les résultats obtenus avec les spectres calculés par inter-corrélation. Les résultats obtenus avec cette méthode sont supérieurs à ceux obtenus avec les spectres de Burg et Welch ; la fonction $E(\mathbf{m})$ après 200 générations vaut 0.60 pour les spectres croisés contre 0.33 et 0.36 pour Burg et Welch respectivement. Sur le spectre étudié, les valeurs moyennes de couplage obtenues sont de 0.51 ± 0.09 (G02), 0.56 ± 0.10 (G07), 0.81 ± 0.11 (G08) et 0.19 ± 0.07 (G09). Le couplage estimé à G02 est donc plus faible qu'à G08, notamment dans la bande [1000-1700 Hz], ce qui corrobore notre hypothèse de l'effet de filtre passe-bas à G02. On remarque également que le facteur Q ainsi calculé est supérieur d'un ordre de grandeur aux valeurs obtenues précédemment, soit une valeur moyenne de 64.6 ± 22.2 . Par contre, aucun traitement des valeurs aberrantes n'est appliqué lors du calcul et elle est probablement surestimée. Ainsi, si on pose Q_a comme le facteur de qualité mesuré sans tenir compte du couplage et Q_v le facteur « vrai », on a pour relation entre Q_v et Q_a

$$Q_v^{-1} = \frac{2v \ln C}{\omega r} + Q_a^{-1}. \quad (2.52)$$

Considérons maintenant un capteur situé à 10 m de la source, et pour lequel on a mesuré $Q_a = 10$ à 1500 Hz dans un milieu à $v_p = 4000$ m/s. Si le couplage C de ce capteur est de 0.5, le Q_v est alors de 24.3, soit plus de 2 fois supérieur à Q_a .

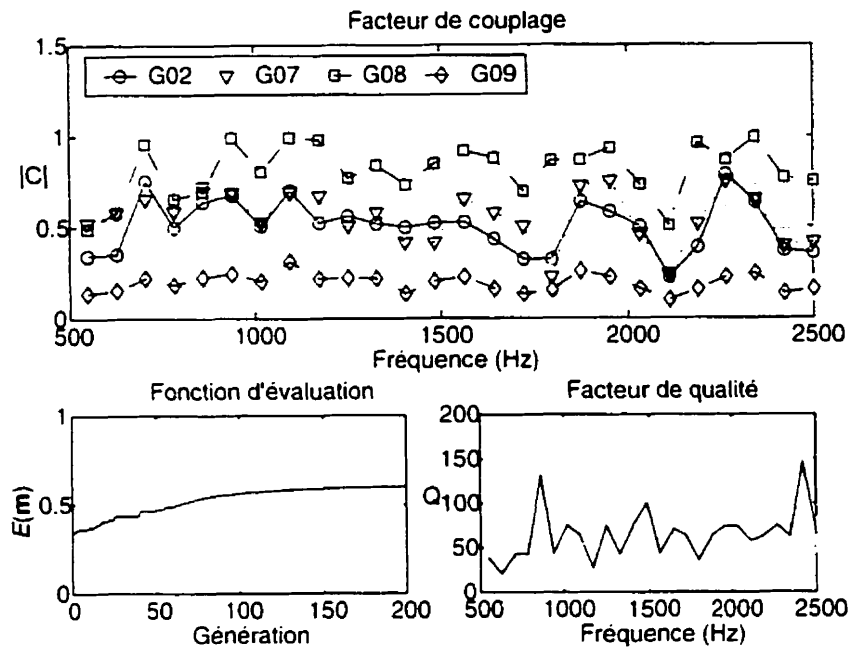


Figure 2.11: Couplage estimé par algorithme génétique. Les paramètres du calcul (voir Sen et Stoffa (1992)) sont les suivants : une probabilité de croisement P_c de 0,6, une probabilité de mutation P_m de 0,01, une probabilité d'update P_u de 0,95, T de départ égal à 1,5, changé à 0,1 après 60 générations. La population comprend 4000 individus s'étant reproduit sur 200 générations.

Sources d'erreur

Les sources d'erreur sur l'estimation de Q sont multiples. (1) Tel que mentionné aux paragraphes précédents, le couplage des capteurs n'est pas bien connu. À ce sujet, il serait intéressant de pouvoir compter sur des capteurs encastrés dans le béton lors d'une étude subséquente, afin de comparer le couplage ainsi obtenu avec le couplage de capteurs collés. (2) L'amplitude A_0 est considérée égale pour toutes les directions d'émission, c.-à-d. on considère que le diagramme de rayonnement de la source est sphérique. Cela entraîne une erreur lors du calcul de η par la formule (2.31) et viole l'hypothèse permettant d'obtenir la relation (2.36). (3) Le modèle de vitesse simpliste (rais droits) sous-estime la vitesse. Pour un Δt constant, un rai courbe plus long qu'un rai droit implique nécessairement une vitesse plus

élevée. Le facteur Q est inversement proportionnel à la vitesse et est dans ce cas surestimé. (4) Une imprécision de la position de la source (au maximum ± 10 cm) a été observée. Une petite étude de sensibilité montre que cette imprécision a une faible influence (5%). (5) Une imprécision sur le pointé des amplitudes, des temps d'arrivée et des temps de montée entraîne une erreur sur le calcul du coefficient d'absorption et de la vitesse respectivement. (6) Une perte de résolution des spectres d'amplitude survient pour les traces bruitées (Marple, 1987). Cela est susceptible de biaiser l'estimation des fréquences dominantes, et des spectres eux-mêmes. (7) La valeur de la constante c de la formule (2.46) a été prise égale à 0.298 alors que ceci n'est exactement valable que pour les matériaux présentant un $Q > 20$; de plus tous les capteurs ne sont pas identiques.

2.7 Conclusion

La valeur de Q obtenue à Carillon est faible par rapport à ce qui est généralement observé dans les roches. Également, les valeurs de Kharrat (1997) mesurées sur des bétons en laboratoire se situent également dans la fourchette des valeurs faibles de Q . Cette valeur faible de Q dans les béton pourrait être due à (1) sa composition (granulats de faibles dimensions), (2) son état de fracturation potentielle, (3) une porosité élevée et (4) un mauvais couplage des capteurs avec le béton. Le premier facteur est susceptible d'occasionner une atténuation de diffusion, ce qu'une étude par modélisation par différences finies (Frankel et Clayton, 1986) ou une étude poussée de la coda (Martynov *et al.*, 1999) aurait pu déterminer. Malheureusement, de telles études nécessitent une somme de travail débordant ce qui est permis de réaliser à l'intérieur de la durée de cette thèse. On peut par ailleurs soupçonner que si l'atténuation est majoritairement due à la diffusion, elle ne sera pas nécessairement indicatrice d'une mauvaise qualité du béton. La faible valeur du facteur Q mesuré

dans un tel cas ne serait pas un indicateur réaliste de la qualité du matériau.

Par ailleurs, il serait important de déterminer avec plus de certitude si la valeur faible de Q n'est pas due à un mauvais couplage. Comme le montrent nos résultats obtenus par algorithme génétique, un mauvais couplage peut considérablement réduire Q . Le couplage n'est pas une qualité intrinsèque du milieu ; il est susceptible d'être amélioré, ce que des essais appropriés permettraient de démontrer. Dans cette éventualité, l'applicabilité de la méthode d'auscultation proposée s'en trouverait accrue. Notons également que des mesures additionnelles sur d'autres barrages seraient nécessaires pour vérifier si les résultats obtenus sont représentatifs de l'ensemble des barrages en béton.

Dans l'éventualité où le facteur Q est intrinsèquement faible, le rayon d'action d'une méthode de surveillance microsismique risque d'être limité. Cela particulièrement si le bruit culturel est important. Ainsi, le développement d'une stratégie de filtrage basée sur les techniques développées en sismologie semble indispensable à la réalisation d'une telle méthode de surveillance. Ces techniques sont, entre autres, le filtrage de Wiener, les filtres prédictifs et le filtrage adapté (Clærbout, 1964; Aki et Richards, 1980; Robinson et Treitel, 1980). De telles stratégies (présentées brièvement au chapitre 9) permettent d'accroître la détectabilité des événements et doivent constituer un axe de recherche privilégié. Reste à savoir quel est le seuil de détectabilité en fonction de Q , ainsi que la sensibilité de ce seuil, ce qui sera sujet du chapitre 5.

CHAPITRE 3

DÉTERMINATION D'UN MODÈLE DE BRUIT

3.1 Introduction

On élabore dans ce chapitre un modèle de bruit pour l'environnement des barrages. Ce modèle est déterminé à partir de mesures effectuées sur une période de 38 jours à l'automne 1998 au barrage de Carillon. Cette période de mesure, malheureusement trop courte, limite cependant la généralisation des résultats. Ce chapitre comporte néanmoins quatre sections principales dans lesquelles on définit d'abord ce que constitue le bruit, on détermine un niveau RMS (*root mean square*) qui sera utilisé pour le calcul des rayons critiques (chapitre 5), on étudie brièvement les caractéristiques spectrales du bruit, et finalement on se penche sur l'intercorrélation entre les capteurs et la distribution des amplitudes du signal bruité. Le but du chapitre est donc d'une part de déterminer un critère utile au calcul des rayons critiques, et d'autre part de dégager certaines caractéristiques du bruit profitables lors de l'implantation d'une configuration de mesure.

3.2 Définition

Définir ce que constitue le bruit s'avère une étape fondamentale dans tout traitement de mesures expérimentales car cela implique que l'on définisse de façon circonspecte le sujet de notre étude. En effet, en considérant que le bruit peut être défini comme « tout ce qui n'est pas du signal », son traitement repose sur la connaissance du signal recherché dans les données, fut-elle complète ou partielle.

Pour notre étude, on pourrait être tenté de définir le signal comme toute manifestation sismique ayant pour origine une réorganisation des contraintes dans un barrage. Cependant, cette définition est trop large pour être appliquée en pratique, le signal sismique pouvant être décortiqué pour permettre l'étude de caractéristiques particulières de l'état du barrage. Par exemple, on verra dans la deuxième partie de la thèse que les temps d'arrivée d'un certain nombre d'événements sismiques peuvent être utilisés pour déterminer conjointement les coordonnées de l'hypocentre, le temps d'origine de ces événements et un modèle de vitesse de la structure. Dans ce cas particulier, le signal se résume donc aux temps relatifs de la première arrivée aux différents capteurs : nul besoin par exemple de connaître l'amplitude de l'onde, ni son contenu en fréquences. Par ailleurs, si pour une raison donnée on s'intéresse uniquement au modèle de vitesse au sein du barrage, on pourra utiliser les temps d'arrivée de tous les événements détectés, qu'ils soient reliés ou non aux réorganisations de contrainte. Un événement considéré comme un bruit dans un certain contexte devient alors du signal dans une autre contexte.

Ainsi, la définition que l'on attribue au bruit est fonction d'une application particulière. On remarquera cependant que généralement, on peut regrouper sous la bannière « bruit » toutes les manifestations sismiques n'étant pas dues à une réorganisation des contraintes. Des techniques existent pour retrouver un signal d'intérêt dans des données extrêmement bruitées, à condition de bien connaître les

caractéristiques du signal recherché, et de s'assurer que le bruit répond à certains critères statistiques. Ces techniques sont brièvement abordées à la section 9.2. Auparavant, nous tenterons de dégager certaines caractéristiques générales pour un bruit susceptible d'être rencontré sur un barrage.

3.2.1 Origines possibles du bruit

3.2.1.1 Origine naturelle

Dans la gamme des fréquences utilisées en sismologie (10^{-4} – 10^1 Hz), plusieurs sources naturelles sont connues (Stutzmann *et al.*, 2000; Lay et Wallace, 1995). Ces sources sont principalement les variations de pression barométrique et les variations climatiques (tempêtes), ainsi que les vagues océaniques incidentes aux côtes (pour des stations distantes des côtes d'au maximum 150 km). Ces phénomènes peuvent influencer différemment les axes verticaux et horizontaux d'un capteur triaxial. Cependant, étant donné la bande de fréquence couverte par ces sources, elles sont d'intérêt minime pour notre application. Stutzmann *et al.* (2000) note cependant que le vent peut être une source de bruit pour des fréquences supérieures à 1 Hz. Dans notre cas, les microséismes régionaux sont également considéré comme un bruit. Les mouvements de l'eau du réservoir à l'aplomb du barrage du côté amont peuvent être une source de bruit, particulièrement pour des capteurs situés près du réservoir.

3.2.1.2 Origine humaine

Dans un environnement comme celui des barrages, l'activité humaine et le fonctionnement du barrage lui-même génèrent des vibrations et sont des sources de bruit importantes. Ce bruit peut être catalogué selon qu'il est transitoire ou stationnaire. Considérant que le signal sismique d'intérêt est transitoire, il sera important de

pouvoir le distinguer des bruit transitoires. Sur un barrage, les sources d'un tel bruit sont le passage de véhicules, l'ouverture et la fermeture des vannes, le démarrage et l'arrêt des turbines, l'ouverture et la fermeture d'une grille d'entrée et les travaux d'entretien de la structure. Parmi les bruits de nature stationnaire, on retrouve l'écoulement de l'eau dans les évacuateurs et la rotation des turbines. Notons également que la présence des puissantes génératrices de la centrale génèrent des courants telluriques dans la structure (Descour, 1993). Les champs électriques produits par ces courants sont une cause de bruit lorsqu'un câblage endommagé est utilisé lors de la prise des mesures.

3.3 Niveau RMS du bruit

Les données de la campagne d'automne 1998 au barrage de Carillon ont été utilisées pour étudier le bruit. Les paramètres de l'acquisition sont décrits à la section 2.4. Notons que quatre des dix capteurs ont dû être déplacés le 16 novembre suite à une demande des autorités du barrage. Ces quatre capteurs étaient situés en amont sur la crête et les câbles de connexion traversaient le chemin. À l'approche de chutes de neige, le chemin doit être dégagé de tout obstacle afin de permettre à la machinerie de déblaiement de circuler. Les capteurs ont été relocalisés du côté aval, comme le montre la figure 3.1.

Pour cette campagne, on dénombre un total de 1149 événements, enregistrés entre le 30 octobre et le 7 décembre. On montre à la figure 3.2 l'heure à laquelle se sont produit ces événements, en fonction de la date d'occurrence. Notons que les paramètres d'acquisition du système ont été ajustés au cours de la campagne, notamment les critères de déclenchement de l'enregistrement. Il est alors difficile de déterminer avec certitude si une période de la journée ou du mois est plus active qu'une autre. À l'observation de la figure 3.2, on peut tout de même supposer que

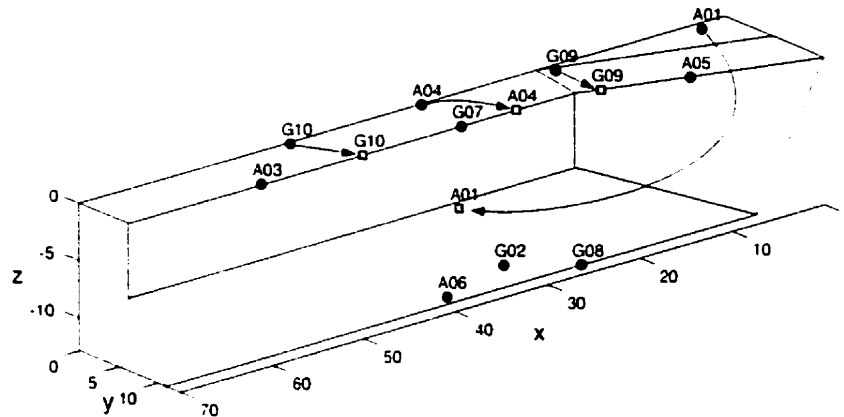


Figure 3.1: Localisation des capteurs au barrage de Carillon avant et après le 16 novembre. Les capteurs relocalisés sont A01, A04, G09 et G10.

l'activité a principalement lieu entre 7h00 et 18h00, ce qui est logique compte tenu de l'activité humaine au barrage plus importante durant cette période.

Sélection des données pour le calcul

À chaque événement est associé un fichier de données contenant 14 traces de 4096 points chacune. La configuration du système fait en sorte que le début de l'événement déclencheur de l'enregistrement se situe environ au mille centième point. Le niveau RMS de chaque trace a été calculé automatiquement en deux lots pour l'ensemble des événements. Le premier lot contient les 1024 premiers points des traces, et le deuxième les 1024 derniers points des traces. De cette façon, on limite le risque de contenir du signal sismique dans le calcul. Cependant, comme les 32172 portions de traces n'ont pas toutes été inspectées visuellement, il est possible que cela se soit produit pour un petit nombre d'entre elles. Les résultats des deux lots ont été comparés.

Les valeurs RMS aux géophones et aux accéléromètres ont été mises en graphique en fonction du jour et de l'heure de l'enregistrement, et également en fonction de l'heure de la journée. Elles sont présentées ci-dessous.

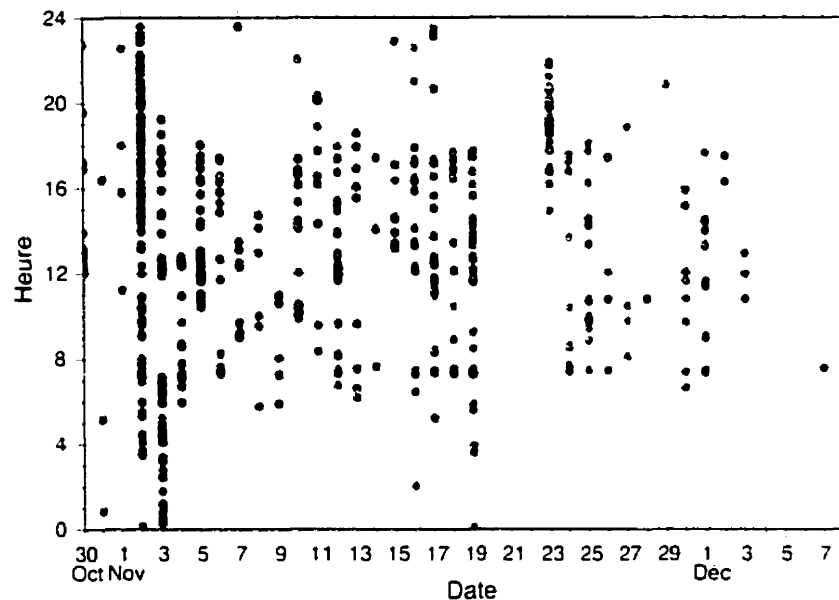


Figure 3.2: Distribution des événements enregistrés à Carillon en fonction de l'heure et du jour.

3.3.1 Géophones

La figure 3.3 montre les valeurs RMS de vitesse pour les 1149 événements, en fonction de leur date. Ces valeurs ont été calculées sur les 1024 premiers points des traces, et ne diffèrent pas significativement des valeurs calculées sur les 1024 derniers points. Une caractéristique frappante se dégage de cette figure : sauf aux capteurs G09 et G10, le niveau moyen avant le 5 novembre est nettement supérieur au niveau moyen après cette date. Au capteur G02, on remarque deux groupes de valeurs entre le 5 et le 12 novembre, le premier recoupant les valeurs antérieures au 5, et le second recoupant les valeurs postérieures au 12. Ces caractéristiques sont difficiles à expliquer. Sont-elles dues à l'instrumentation ou au barrage lui-même ? Lors des premiers jours de la campagne, plusieurs paramètres de l'acquisition ont dû être ajustés, notamment les gains, les filtres analogiques et les paramètres de déclenchement de l'enregistrement. Ces paramètres sont susceptibles d'influencer les

résultats. Malheureusement, les valeurs de ces paramètres n'ont pas été consignés dans le carnet de terrain. Par ailleurs, si on considère que les deux classes d'événements se chevauchent sur une période donnée (entre le 5 et le 12 novembre), il est possible de croire qu'ils sont dus à deux sources distinctes. Les caractéristiques spectrales de deux événements de ces groupes sont étudiées à la section 3.4.1. Dans l'état de notre connaissance, il est difficile de trancher entre ces deux hypothèses, mais on serait porté à croire qu'il s'agit de deux sources différentes. Un suivi plus serré des conditions de terrain s'avérera nécessaire lors d'une prochaine campagne afin de lever le doute sur de telles interrogations.

Par ailleurs, on constate que globalement, une valeur RMS de 10^{-6} m/s semble raisonnable comme niveau moyen de bruit. Cette valeur s'accorde avec ce qu'on observe dans les mines (Mendecki, 1997). Cependant, le niveau peut facilement atteindre 10^{-5} m/s, en particulier aux capteurs G07, G09 et G10 qui sont situés sur la crête du barrage. La figure 3.3 montre également qu'après le 5 novembre, la variance est plus élevée à ces capteurs. Certaines parties de la structure sont donc plus exposées au bruit. Notons également qu'il ne semble pas se dégager de différence importante entre les capteurs de différentes orientations (axes x, y ou z), contrairement à ce qu'ont observé Stutzmann *et al.* (2000).

La figure 3.4 montre les valeurs RMS de vitesse pour les 1149 événements, en fonction de l'heure de la journée, également pour les 1024 premiers points des traces. On remarque un nombre plus important d'événements entre 7h00 et 18h00. Ces événements présentent également une intensité plus élevée. On peut conclure que le bruit est plus important le jour, et qu'une valeur RMS de 10^{-5} m/s peut correspondre à une *limite supérieure* du bruit. Cette valeur est retenue pour notre calcul du rayon critique présenté au chapitre 5.

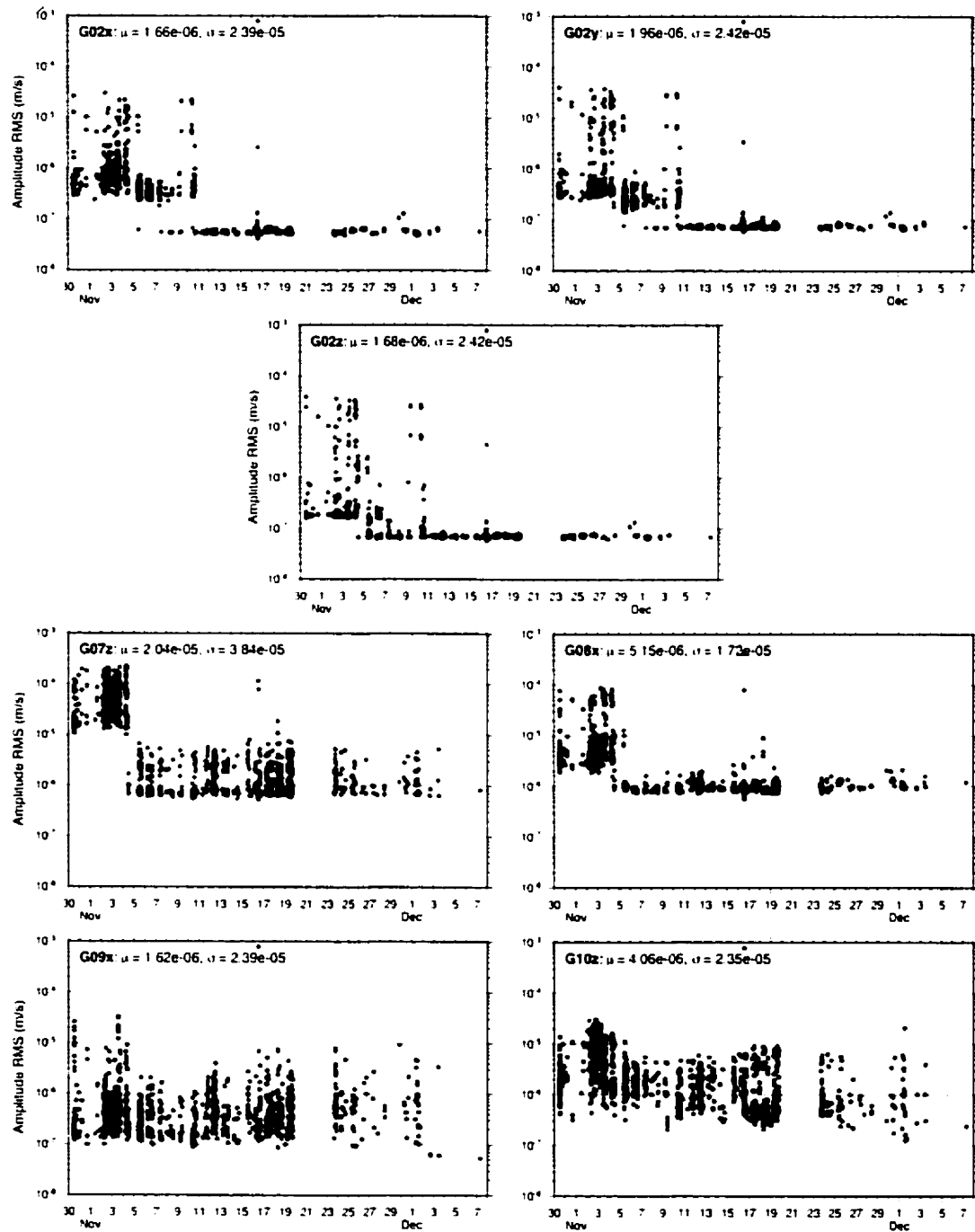


Figure 3.3: Valeurs RMS du bruit aux géophones pour les 1149 événements en fonction de leur date. Ces valeurs ont été calculées sur les 1024 premiers points des traces.

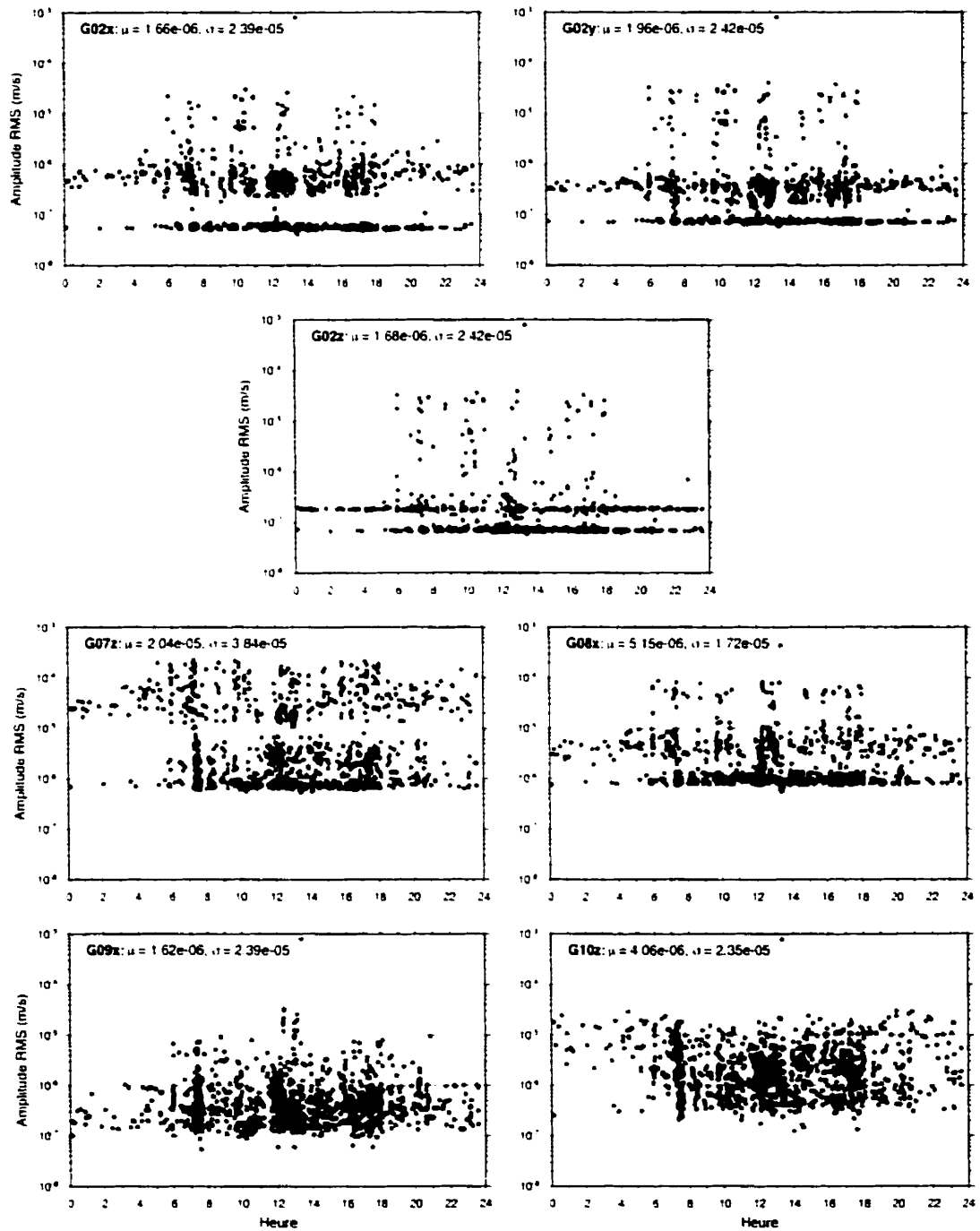


Figure 3.4: Valeurs RMS du bruit aux géophones pour les 1149 événements en fonction de l'heure de la journée. Ces valeurs ont été calculées sur les 1024 premiers points des traces.

3.3.2 Accéléromètres

Comme dans le cas des géophones, les valeurs RMS sont très similaires pour les deux portions de trace, soit les 1024 premiers ou 1024 derniers points. La figure 3.5 illustre les valeurs RMS du bruit aux accéléromètres en fonction de la date, pour les 1149 événements, et pour les 1024 premiers points. Des sauts sont observés à la figures 3.5, le 5 novembre, et également le 16 de ce mois (pour A01x et A06), contrairement au 12 novembre dans le cas des géophones. On observe également une différence entre l'axe x et les deux autres axes du capteur A01 pour la période entre le 30 octobre et le 16 novembre. Autre particularité, les valeurs après le 5 novembre sont plus élevées pour trois accéléromètres (A03, A04, A05). Dans le cas des géophones, le bruit est plus faible après le 5 novembre. Ces observations ne peuvent être expliquées. Cependant, bien qu'une valeur moyenne soit plus difficile à dégager pour les accéléromètres, nous retenons une valeur RMS de 10^{-1} m.s^{-2} comme limite supérieure pour le calcul du rayon critique de ce type de capteur.

Notons par ailleurs que comme dans le cas des géophones, l'activité est plus importante entre 7h00 et 18h0, quoique cela soit beaucoup moins marqué pour les accéléromètres.

3.4 Caractéristiques spectrales du bruit

Les spectres de puissance ont été calculés pour des portions de trace de 1024 et 4096 points, échantillonnées à 10 ou 20 kHz. Les traces utilisées pour le calcul des spectres ont été inspectées visuellement et sélectionnées de façon à ne pas contenir de signal sismique. Les spectres de puissance de la vitesse et de l'accélération ont été calculés par la méthode de Welch (Marple, 1987). Par cette technique, on vise à réduire la variance sur l'estimation du spectre en segmentant la série temporelle,

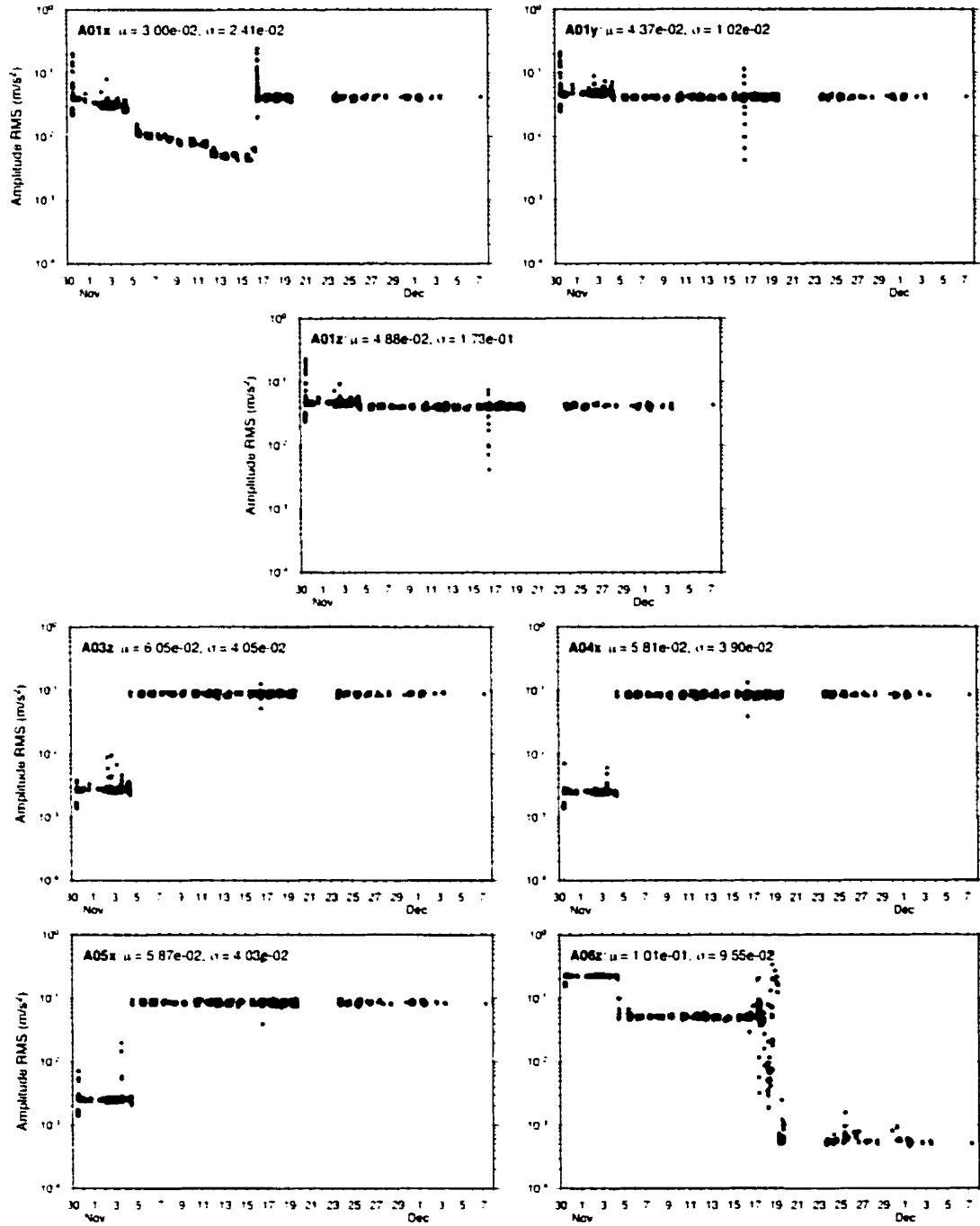


Figure 3.5: Valeurs RMS du bruit aux accéléromètres pour les 1149 événements en fonction de leur date. Ces valeurs ont été calculées sur les 1024 premiers points des traces.

et en faisant une moyenne des spectres obtenus avec ces segments. Welch a proposé d'appliquer une fenêtre aux segments pour réduire les fuites spectrales, et également de permettre aux segments de se superposer partiellement. Pour une fenêtre de Hanning, une variance minimale est obtenue lorsque les segments se superposent à 65% (Marple, 1987). Ces paramètres ont été retenus pour notre calcul des spectres du bruit.

On présente des spectres calculés pour 256 et 1024 fréquences. Les premiers présentent une variance plus faible que les seconds, ce qui permet de mieux voir la distribution de l'énergie des hautes fréquences. Les spectres calculés pour 1024 fréquences l'ont été sur des traces numérisées à 10 kHz, afin de mieux résoudre les basses fréquences. Notons qu'un filtre analogique passe-bas de 2400 Hz est appliqué à l'acquisition, et que cela se traduit sur les spectres.

3.4.1 Spectres de puissance de la vitesse

On montre aux figures 3.6 et 3.7 les spectres de puissance de la vitesse calculés pour 1024 et 256 fréquences respectivement, sur des portions de trace de 4096 points (les traces de cet événement sont illustrés plus loin à la figure 3.10).

De façon générale, les spectres de puissance de la vitesse présentent une légère décroissance de l'énergie en fonction de la fréquence. Cette décroissance est plus marquée à certains capteurs, notamment G10z, G02x, G02y et G09x. On dénombre trois éléments particuliers dans ces spectres. D'abord, on remarque deux pics dans les hautes fréquences sur la figures 3.7, bien visibles au capteur G02z, mais présents à tout les capteurs. Ces pics correspondent aux fréquences 1235 et 2231 Hz. On note ensuite la présence d'énergie autour de 60 Hz à certain capteurs. Le bruit n'est pas blanc au géophones.

Les spectres présentés aux figures 3.6 et 3.7 sont ceux d'un événement du 4

Nov041247181698C

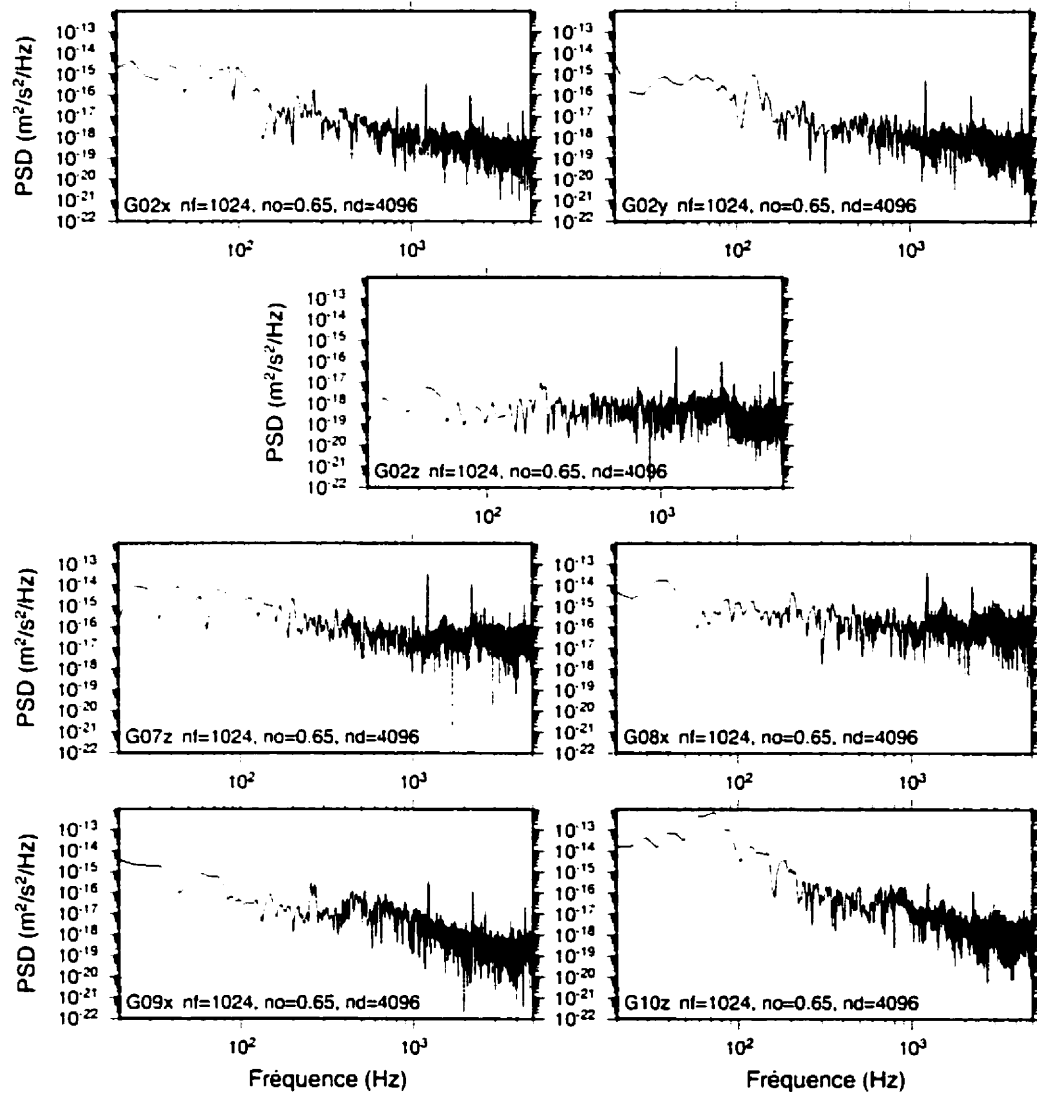


Figure 3.6: Spectre de puissance de la vitesse calculés pour 1024 fréquences pour un événement du 4 novembre (12h47). Les spectres ont été calculés pour les 4096 points des traces échantillonnées à 10 kHz.

Nov041247181698C

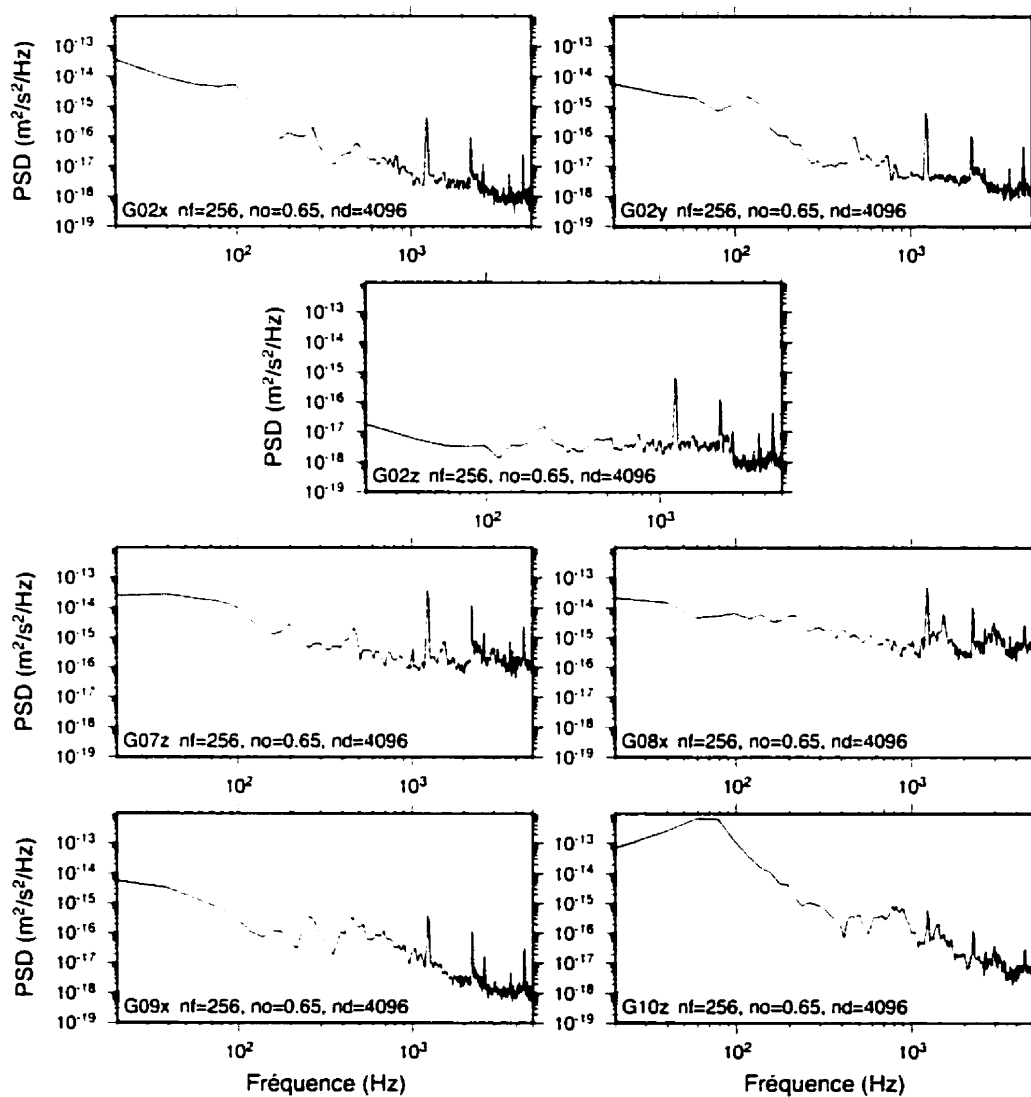


Figure 3.7: Spectre de puissance de la vitesse calculés pour 256 fréquences pour un événement du 4 novembre (12h47). Les spectres ont été calculés pour les 4096 points des traces échantillonnées à 10 kHz.

novembre, appartenant au groupe « anté 5 novembre » décrit à la section 3.3 précédente. Les spectres de puissance de la vitesse pour l'événement du 7 décembre (groupe « post 5 novembre ») sont tracés à la figure 3.8. L'événement du 7 décembre a été échantillonné à 20 kHz, contrairement à celui du 4 novembre échantillonné à 10 kHz. Ceci explique que les spectres du 7 décembre commencent à 40 Hz, contrairement à 20 Hz pour ceux du 4 novembre. En comparant les deux séries de spectres, on remarque d'abord que les composantes horizontales du capteur G02 ont beaucoup moins d'énergie le 7 décembre. Les capteurs G07 et G08 ont également des signatures spectrales légèrement différentes à ces deux dates. Les géophones G09 et G10 ne peuvent être directement comparés, ayant été déplacés le 16 novembre (voir figure 3.1). Par contre, le pic à 1200 Hz est toujours présent le 7 décembre. Ces différences nous portent à croire que les sources de bruit ne sont pas exactement les mêmes le 4 novembre et le 7 décembre. Le bruit est donc susceptible de varier dans le temps.

3.4.2 Spectres de puissance de l'accélération

Les spectres d'accélération sont globalement beaucoup plus homogènes d'un capteur à l'autre que les spectres de vitesse. Ils sont notamment très plats entre 100 et 2400 Hz, cette dernière fréquence étant la fréquence de coupure du filtre analogique du système d'acquisition. On montre à la figure 3.9 un exemple de spectres de l'accélération, soit ceux du même événement que les figures 3.6 et 3.7. On ne retrouve rien à 60 Hz sur ces spectres, et les pics observés à 1200 et 2200 Hz sont également absents.

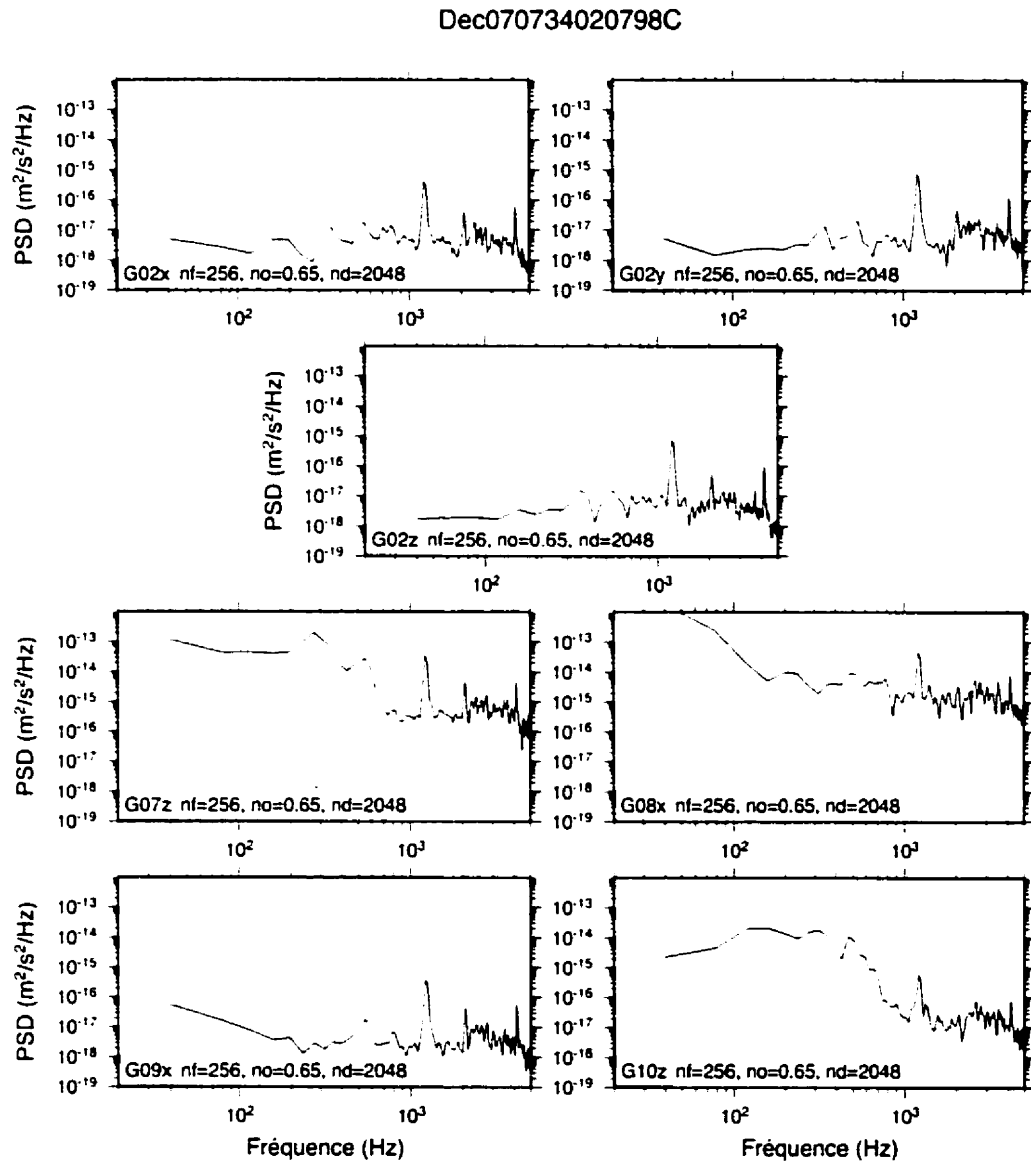


Figure 3.8: Spectres de puissance de la vitesse pour l'événement du 7 décembre, pour 256 fréquences. Ces spectres ont été calculés avec les 2048 derniers points des traces échantillonnées à 20 kHz.

Nov041247181698C

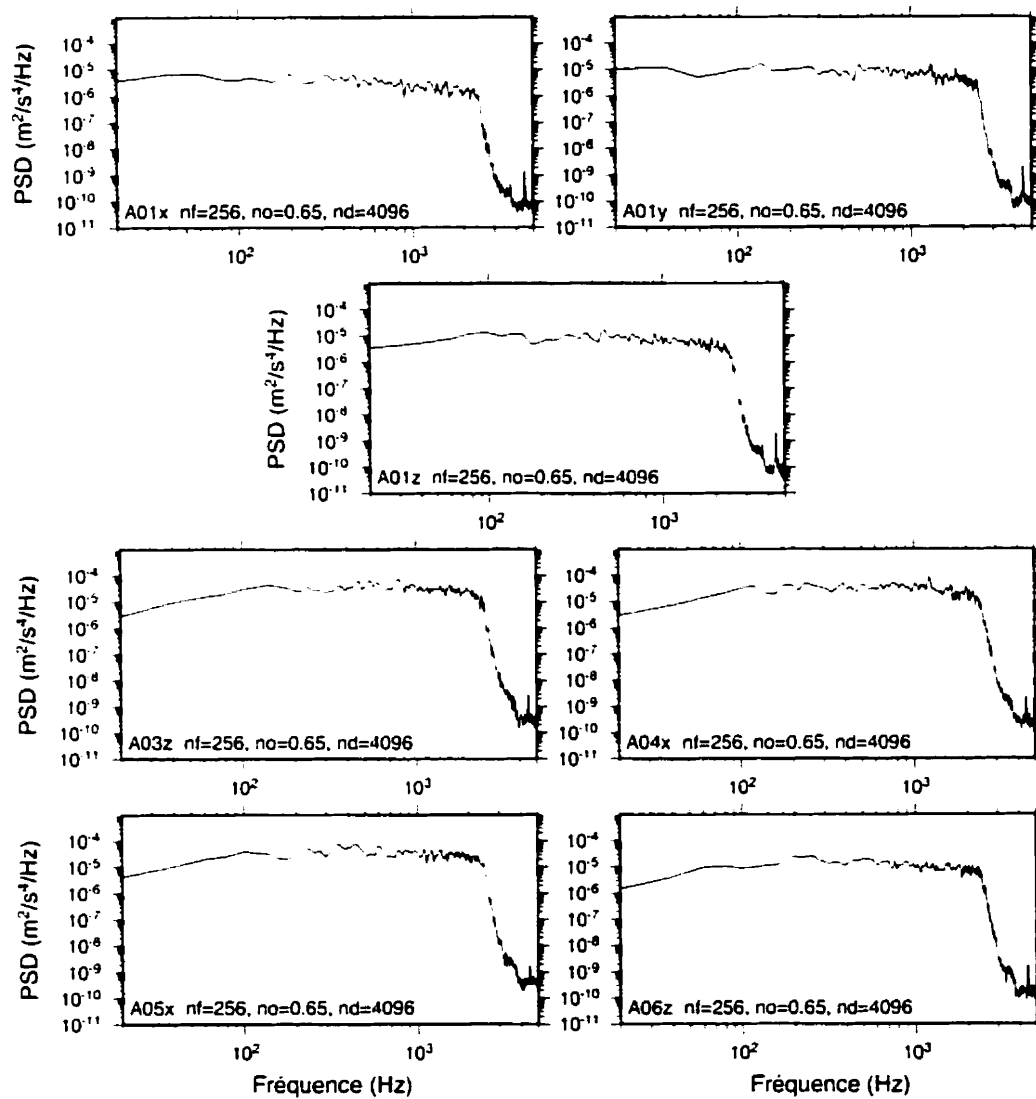


Figure 3.9: Spectres de puissance de l'accélération calculés pour 256 fréquences pour un événement du 4 novembre (12h47). Les spectres ont été calculés pour les 4096 points des traces échantillonnées à 10 kHz.

3.5 Autres caractéristiques

3.5.1 Intercorrélation

Les intercorrélations entre les différents capteurs d'un même type (géophone vs accéléromètre) ont été calculées pour certains événements choisis afin de déterminer si le bruit est indépendant d'un capteur à l'autre, et d'un canal à un autre d'un même capteur dans le cas d'un capteur triaxial. Les traces sélectionnées ont été inspectées visuellement pour ne pas contenir de signal sismique. On montre un exemple de telles traces à la figure 3.10. Il s'agit dans ce cas de l'événement du 4 novembre pour lequel les spectres sont présentés aux figures 3.6, 3.7 et 3.9 (événement Nov041247182698C).

Les intercorrélations de la vitesse de l'événement Nov041247182698C apparaissent à la figure 3.11. Par exemple, l'intercorrélation entre le bruit du capteur G02x et G10z apparaît dans le coin inférieur gauche de l'illustration. Cette figure montre que le bruit est fortement corrélé aux géophones. Il en est de même pour la quasi-totalité des événements pour lesquels l'intercorrélation a été calculée (20 événements).

Les intercorrélations de l'accélération de l'événement de la figure 3.10 apparaissent à la figure 3.12. Contrairement aux géophones, le bruit aux accéléromètres est en général très peu corrélé, comme l'illustre l'exemple de cette image.

3.5.2 Distribution des amplitudes

Une façon qualitative rapide de vérifier si le bruit est gaussien (hypothèse fréquente en traitement du signal) est de tracer l'histogramme des amplitudes normalisées. La figure 3.13 montre la distribution des amplitudes aux géophones normalisées. La figure 3.13 montre la distribution des amplitudes aux géophones normalisées par la moyenne RMS. Il s'agit des données de l'événement du 4 novembre

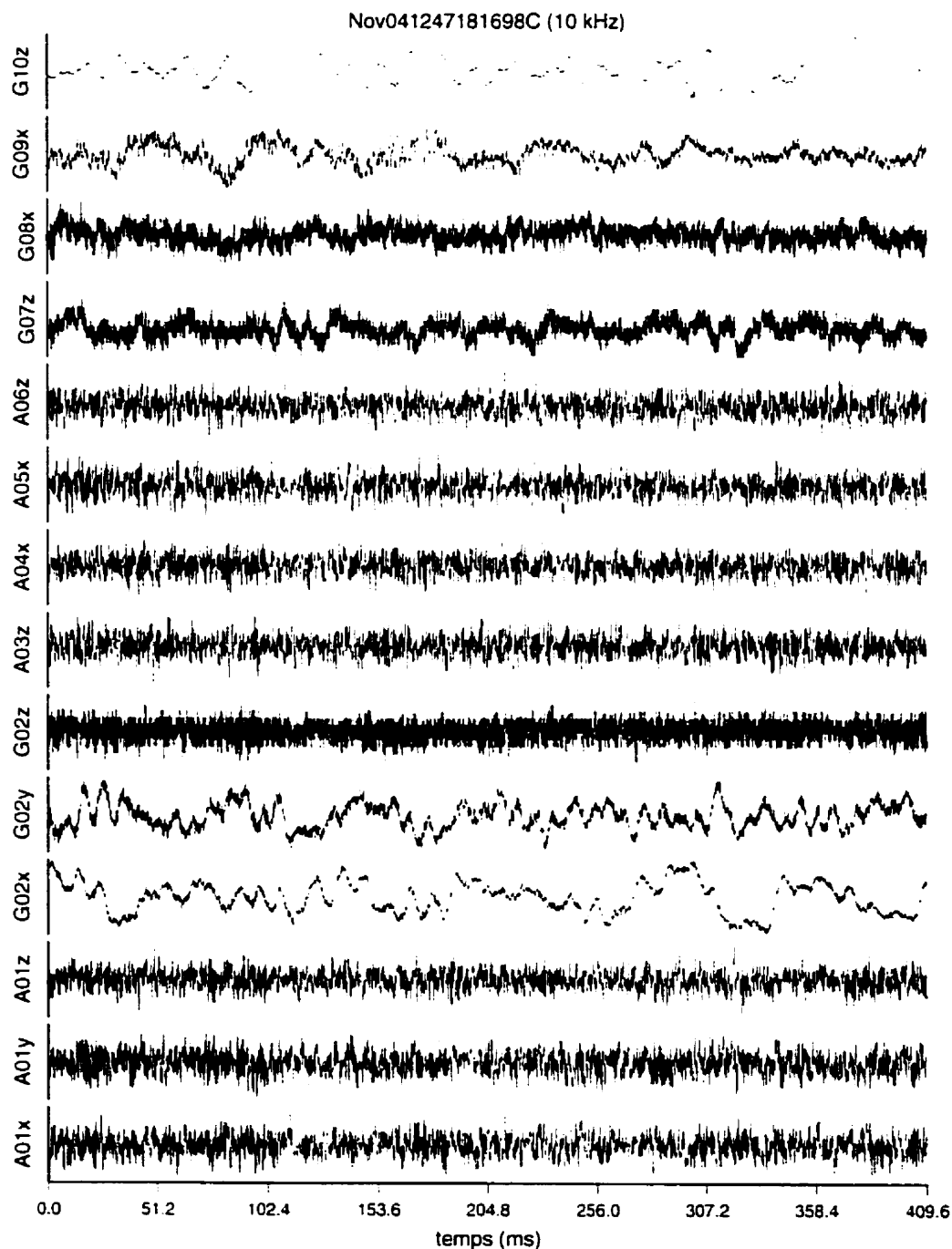


Figure 3.10: Exemple de traces sélectionnées pour le calcul des intercorrélations. Il s'agit des traces de l'événement du 4 novembre pour lequel les spectres sont présentés aux figures 3.6, 3.7 et 3.9. Les 1024 premiers points (zone ombragée) ont servi au calcul des intercorrélations.

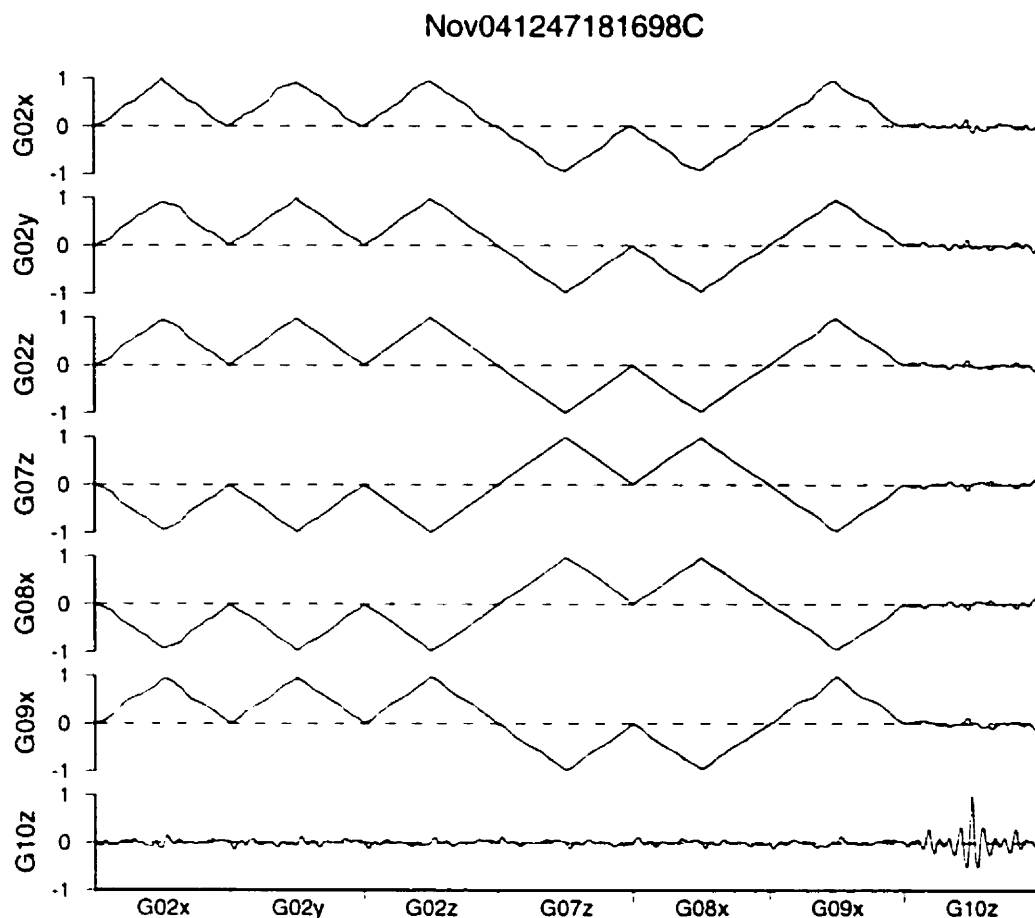


Figure 3.11: Intercorrélations des signaux mesurés aux géophones pour l'événement du 4 novembre (12h47).

pour lequel les spectres et intercorrélations sont présentés plus haut. La distribution gaussienne théorique pour la moyenne et la variance de chaque trace est également calculée et tracée sur la figure (notons que la variance est de 1 étant donné la normalisation). Les données de la figure 3.13 montrent des distributions « multi-modales » aux capteurs G02z, G07z et G08x. Si on se reporte à la figure 3.10, on remarque l'échantillonnage de ces traces s'est fait sur une dynamique plus restreinte que les autres géophones. Ces distributions sont donc un artefact dû à l'échantillonnage. Globalement, la distribution des amplitudes aux géophones dévie peu de la distribution normale.

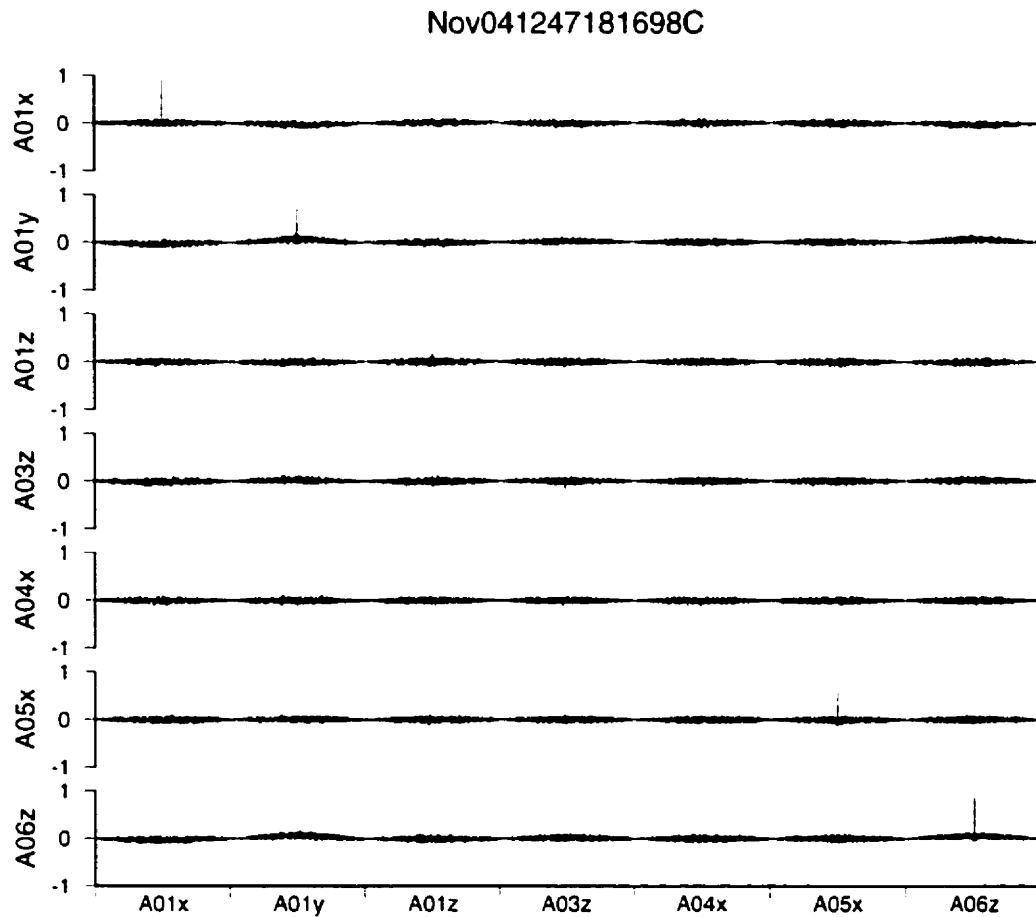


Figure 3.12: Intercorrélations des signaux mesurés aux accéléromètres pour l'événement du 4 novembre (12h47).

Les données d'accélération suivent une distribution normale beaucoup plus fidèlement que les données de vitesse. La figure 3.14 montre en effet une correspondance beaucoup plus marquée entre la distribution expérimentale et la courbe théorique.

3.6 Conclusion

Il est important de spécifier que les résultats obtenus dans ce chapitre ne sauraient faire règle général compte tenu du caractère variable du bruit. En effet, nos

Nov041247181698C

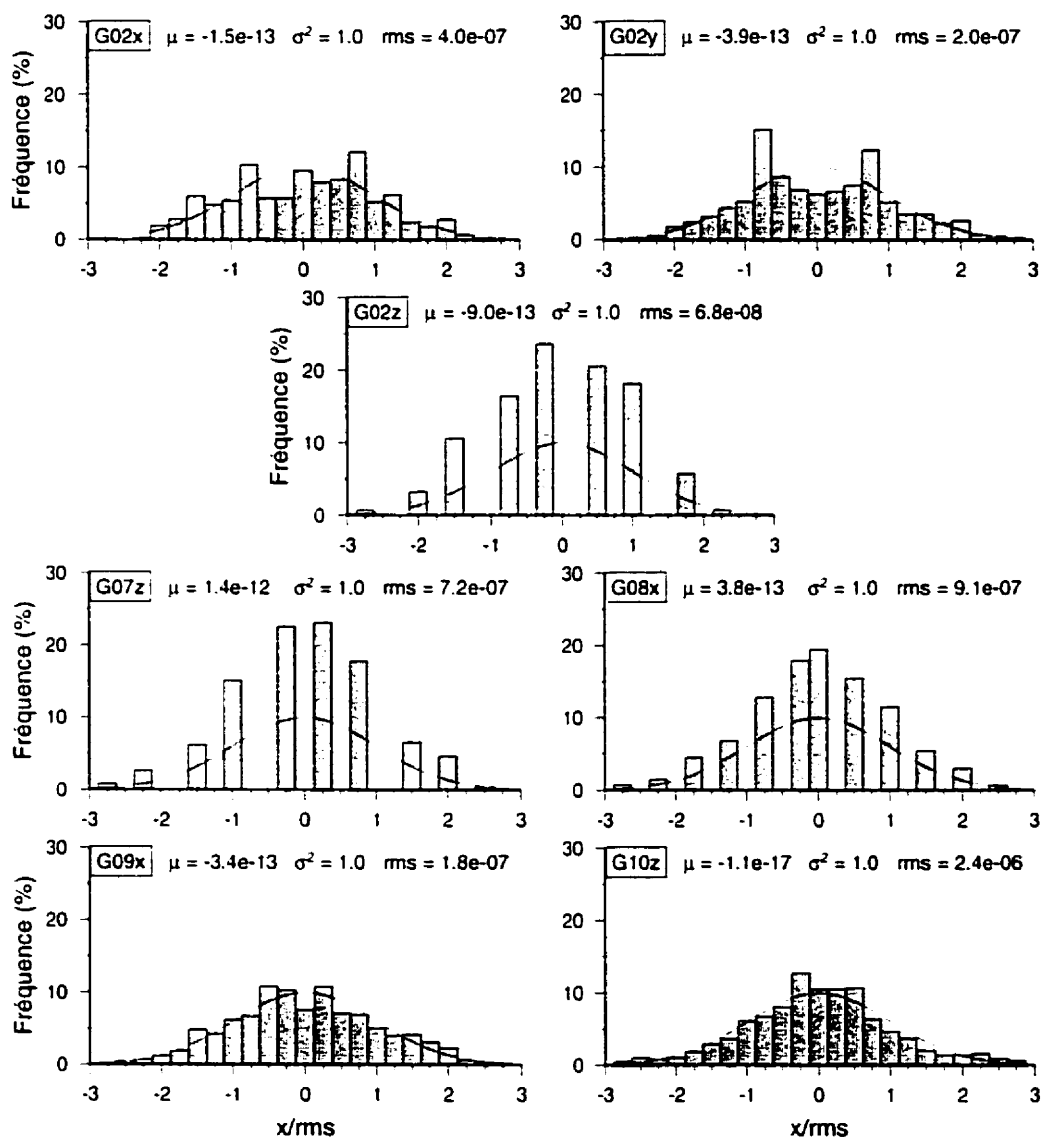


Figure 3.13: Distribution des amplitudes normalisées (géophones). Les 4096 points ont été utilisés pour le calcul. Le trait continu représente la courbe théorique d'une distribution gaussienne de moyenne μ et de variance σ^2 .

Nov041247181698C

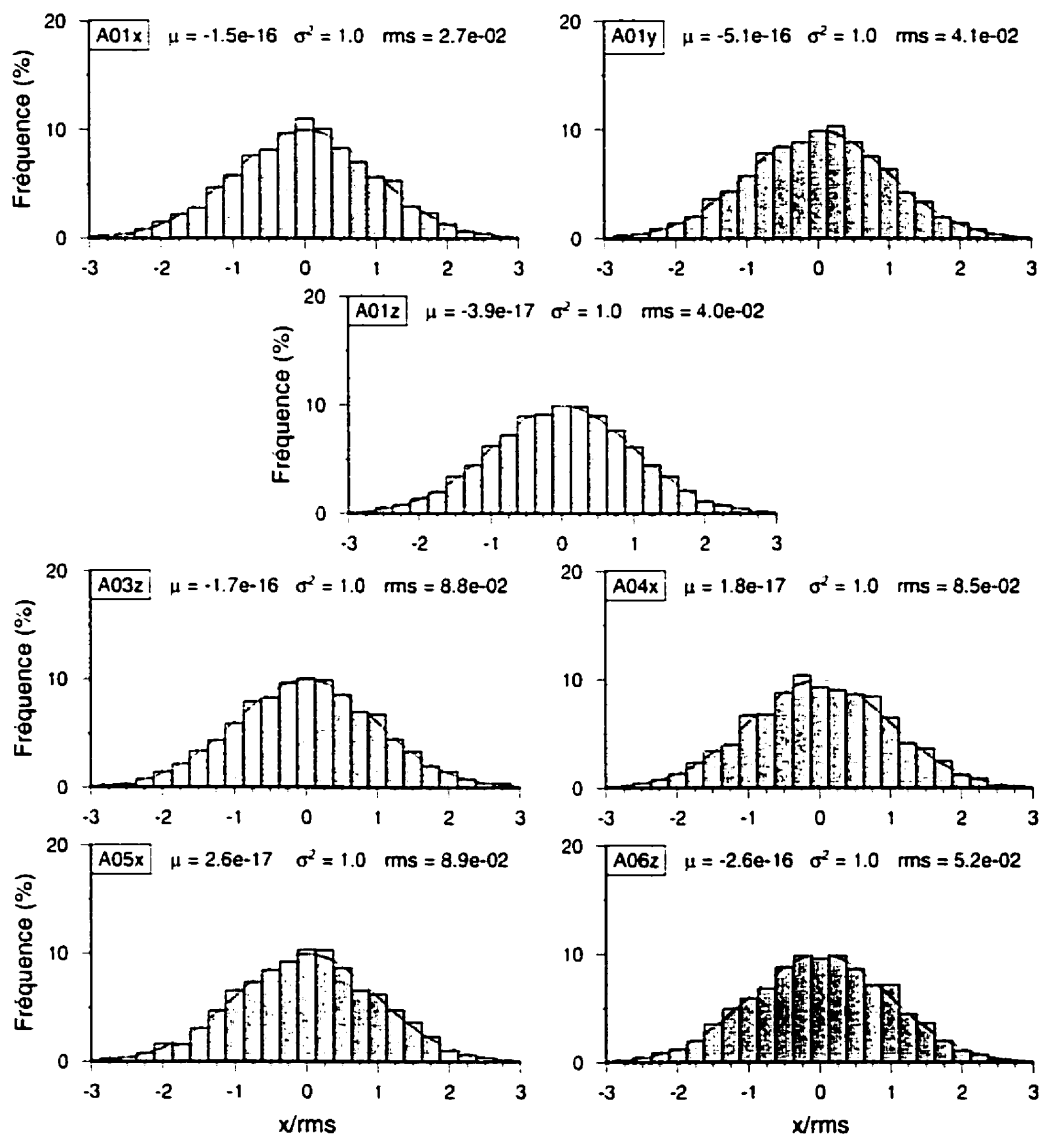


Figure 3.14: Distribution des amplitudes normalisées (accéléromètres). Les 4096 points ont été utilisés pour le calcul. Le trait continu représente la courbe théorique d'une distribution gaussienne de moyenne μ et de variance σ^2 .

données montrent qu'il existe plusieurs sources de bruit. De plus, le caractère saisonnier du bruit n'a pu être étudié étant donnée la courte durée de la campagne de mesure. Il est probable que les résultats auraient été différents si une période d'observation plus longue avait pu être réalisée. Cependant, pour les besoins de notre étude, nous retiendrons que les valeurs RMS de référence de 10^{-5} m/s pour la vitesse et de 10^{-4} m/s² pour l'accélération sont considérées comme *limites supérieures* pour le calcul des rayons critique.

Par ailleurs, nos données montrent que le bruit est coloré aux géophones, avec des spectres indiquant une énergie plus élevée en basses fréquences et deux pics autour de 1200 et 2200 Hz. Le bruit est beaucoup plus blanc aux accéléromètres. De plus, les bruits de vitesse étudiés sont en général fortement corrélés entre eux, contrairement aux bruits des accéléromètres. Finalement, la distribution des amplitudes de l'accélération correspond plus fidèlement à une loi normale que son pendant en vitesse.

CHAPITRE 4

CALCUL DES SISMOGRAMMES SYNTHÉTIQUES

4.1 Introduction

La troisième étape de notre démarche visant à établir un rayon d'opération pour l'écoute microsismique sur les barrages, consiste à modéliser la réponse sismique pour une source déterminée. On revoit d'abord dans ce chapitre la théorie des sources sismiques. On expose ensuite les paramètres de la source ayant servi à nos modélisations. On décrit également le modèle de barrage retenu pour les calculs. Finalement, quelques-uns des sismogrammes modélisés sont présentés.

4.2 Théorie

4.2.1 Représentation des sources sismiques

La présente section revoit les modèles développés en sismologie pour représenter et décrire les sources sismiques. L'ensemble des outils développés devrait être applicable à l'étude et la surveillance des barrages par microsismique. En effet, Yuyama *et al.* (1995) ont utilisé ces modèles lors d'études sur des échantillons de

béton en laboratoire. De plus, l'échelle à laquelle se produisent les phénomènes sismiques dans les barrages est *relativement* similaire à ce qu'on peut observer dans le domaine minier, et Gibowicz *et al.* (1990) affirment qu'on n'a pas observé de différences significatives entre les résultats des études des séismes naturels et celles des secousses minières. Notons par ailleurs qu'on est porté à croire de plus en plus que des mécanismes focaux autres que la rupture par cisaillement - traditionnellement utilisée en sismologie - se produisent dans les mines (Rudajev et Šílený, 1985), ce qui peut également être le cas sur des barrages.

4.2.1.1 Moment sismique et tenseur du moment

Le modèle de source sismique le plus souvent employé en sismologie est celui d'une faille selon laquelle se produit un glissement. Une *faille idéale* est une surface comprise dans un volume donné, selon laquelle il se produit un glissement tangentiel limité à cette surface, et dont les murs ne peuvent s'écarter ni se superposer (Dahlen et Tromp, 1998). Si on étudie des signaux sismiques de périodes plus longues que la durée de la source, et de longueurs d'onde plus grandes que les dimensions de la source, il est possible de faire certaines approximations permettant de développer un modèle pratique de *source ponctuelle*.

Le *tenseur de densité de moment* a été défini de façon à représenter une faille idéale par un système de forces équivalent en un point. Il permet de relier la fonction de Green au vecteur déplacement (§ 4.2.2.1). Pour le glissement \mathbf{u} décrit à la figure 4.1 et le vecteur $\hat{\nu}$ normal à la faille, ce tenseur s'écrit comme

$$m_{pq}(\xi, t) = c_{ijpq}(u_i(\xi, t) \nu_j), \quad (4.1)$$

où c_{ijpq} est défini par la loi de Hooke (équation (2.4)). En considérant que le milieu est isotrope, on trouve l'expression suivante

$$m_{pq} = \lambda \nu_k u_k(\xi, \tau) \delta_{pq} + \mu(\nu_p u_q(\xi, \tau) + \nu_q u_p(\xi, \tau)). \quad (4.2)$$

Dans le cas où le déplacement se fait le long de la surface (cisaillement simple), on a comme condition que $\mathbf{u} \cdot \hat{\nu} = 0$ et on déduit que le tenseur de densité de moment est égal à

$$m_{pq} = \mu (\nu_p u_q + \nu_q u_p). \quad (4.3)$$

On peut récrire cette équation sous la forme plus pratique

$$\mathbf{m} = \mu U (\hat{\nu} \cdot \hat{\mathbf{u}} + \hat{\mathbf{u}} \cdot \hat{\nu}), \quad (4.4)$$

où $\hat{\mathbf{u}}$ est un vecteur unitaire dans la direction de \mathbf{u} , et U est la grandeur du déplacement. Par exemple, soit une fracture plane telle que représentée à la figure 4.1, si le glissement se produit seulement dans la direction ξ_1 , le tenseur de densité de moment devient

$$\mathbf{m} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \mu u_1(\xi, t) \\ 0 & 0 & 0 \\ \mu u_1(\xi, t) & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (4.5)$$

qui a pris l'appellation connue de *double couple*. Si le glissement se produit seulement selon ξ_3 , seulement u_3 est non nul et on est en présence d'une fracture de tension, ce qui donne pour le tenseur

$$\mathbf{m} = \begin{bmatrix} \lambda u_3(\xi, t) & 0 & 0 \\ 0 & \lambda u_3(\xi, t) & 0 \\ 0 & 0 & (\lambda + 2\mu) u_3(\xi, t) \end{bmatrix}. \quad (4.6)$$

Ainsi, une fracture en tension est l'équivalent de la superposition de trois vecteur dipolaires ayant un rapport d'amplitude 1 : 1 : $(\lambda + 2\mu)/\lambda$ (figure 4.2).

On a dit que \mathbf{m} est un tenseur de *densité* du moment. En l'intégrant sur la surface de la faille, on obtient le *tenseur de moment* propre à la source considéré. Ainsi, si la source se limite à une surface de faible dimension, on peut écrire

$$M_{pq} = \int_{\Sigma} m_{pq}(\xi) d\Sigma_{\xi}, \quad (4.7)$$

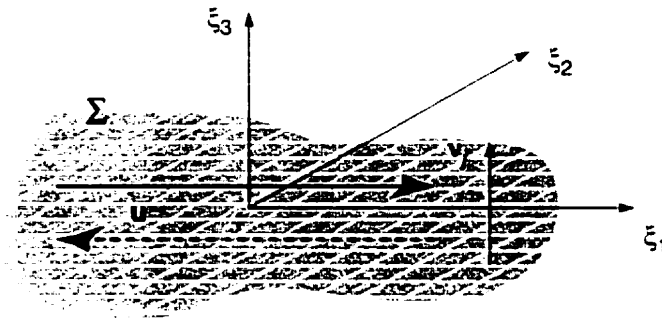


Figure 4.1: Surface quelconque Σ représentant une fracture dans un milieu isotrope. Le vecteur unitaire ν_j est perpendiculaire à Σ .

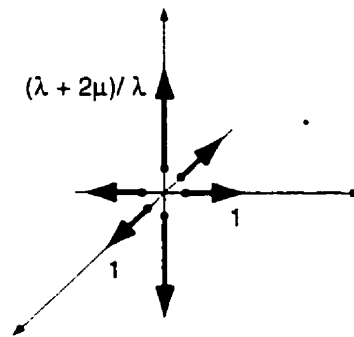


Figure 4.2: Forces équivalentes à une fracture en tension dans un milieu isotrope.

où ξ est le point où se produit l'événement. Si on considère que la rigidité μ et que \mathbf{u} sont uniformes, on obtient

$$M_{pq} = \mu U A (\nu_p \dot{u}_q + \nu_q \dot{u}_p) \quad (4.8)$$

où A est la surface de la faille. La source sismique est ainsi décrite entièrement par ce tenseur : deux vecteurs décrivant la normale à la faille et la direction du glissement, et un scalaire indiquant la « force » du séisme. La quantité $\mu U A$ est appelée le moment sismique M_0 . Les valeurs observées de M_0 varient entre 10^{23} Nm pour des séismes majeurs, 10^5 Nm pour des microséismes, et 10^{-2} Nm pour des micro-fissures générées sur des échantillons en laboratoire (Aki et Richards, 1980).

En utilisant M_0 et en reprenant la notation de l'équation (4.4), on peut écrire

$$\mathbf{M} = M_0(\hat{\nu} \cdot \hat{\mathbf{u}} + \hat{\mathbf{u}} \cdot \hat{\nu}) = \sqrt{2}M_0\hat{\mathbf{M}}. \quad (4.9)$$

Par ailleurs, il est nécessaire de tenir compte du caractère temporel de la fonction de glissement pour pouvoir tenir compte du spectre fréquentiel généré par la source. On introduit une fonction source temporelle finie (*Source time function*) m , telle que sa dérivée temporelle (notée par $\dot{}$) satisfait

$$\int_{t_0}^{t_f} \dot{m}(t) dt = 1. \quad (4.10)$$

On peut alors définir le tenseur de *taux* du moment selon

$$\dot{\mathbf{M}}(t) = \sqrt{2}M_0\hat{\mathbf{M}}\dot{m}(t). \quad (4.11)$$

4.2.1.2 Relation entre moment sismique et paramètres spectraux

Un des buts de la sismologie est de relier le séisme à l'état de contrainte l'ayant généré. L'analyse spectrale du signal sismique sert d'outil pour quantifier et caractériser cet événement. L'analyse spectrale se fait à partir des mesures du déplacement, de la vitesse ou de l'accélération des particules en un point au sol. Trois composantes orthogonales $x_1(t)$, $x_2(t)$, $x_3(t)$ sont mesurées en fonction du temps dont on se sert pour recomposer le mouvement des ondes P(t), SH(t) et SV(t). À partir des séries temporelles de P, SH et SV, on calcule les spectres de fréquence par transformée de Fourier. La figure 4.3 schématise le spectre de fréquence idéal d'un enregistrement microsismique. Les paramètres utilisés pour caractériser le spectre sont :

- le plateau de basse fréquence Ω_0
- la fréquence de coupure (*corner frequency*) f_c
- la pente de décroissance du spectre (*roll-off*).

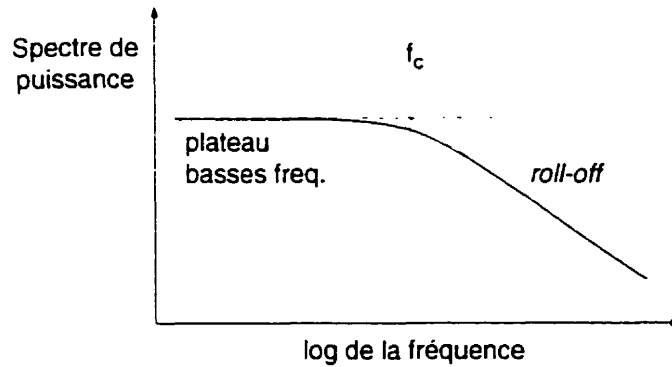


Figure 4.3: Spectre de puissance schématisé.

Le moment sismique M_0 d'une faille circulaire de rayon r est relié à Ω_0 par (Gibowicz *et al.*, 1990)

$$M_0 = \frac{4\rho r c^3 R \Omega_0}{F_c} \quad (4.12)$$

où ρ est la densité du matériau à la source, c est la vitesse de l'onde sismique (α ou β), R est la distance par rapport à l'hypocentre et F_c représente le diagramme de rayonnement des ondes sismiques. Le moment peut être calculé pour les ondes P et les ondes S. Dans le cas des ondes S, on a deux composantes et on doit utiliser $\Omega_0 = \sqrt{\Omega_{SH}^2 + \Omega_{SV}^2}$. Par ailleurs, Boore et Boatwright (1984) ont calculé des moyennes quadratiques pour F_α et F_β de l'ordre de 0,52 et 0,63 respectivement.

Si la source est approximée par une faille circulaire, son rayon est donné par Gibowicz *et al.* (1990)

$$r_0 = \frac{K_c c}{2\pi f_c}, \quad (4.13)$$

où K_c est une constante fonction du modèle (statique ou quasi dynamique). Dans le cas d'un modèle quasi dynamique, Madariaga (1976) a démontré que K_c est fonction de l'angle θ entre la normale au plan de faille et la direction des ondes P ou S.

Finalement, l'énergie sismique irradiée par l'onde est exprimée par (Gibowicz *et al.*, 1990)

$$E_c = \frac{4\pi\rho c R^2 J}{F_c^2}. \quad (4.14)$$

où J est le flux d'énergie d'une onde $J = \int cv_c^2 dt$, avec v_c la vitesse des particules au sol.

4.2.2 Modélisation des sismogrammes

Cette section est principalement tirée de Dahlen et Tromp (1998).

4.2.2.1 Le tenseur de Green

Le tenseur de Green $\mathbf{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'; t)$ est utilisé pour décrire la réponse d'un milieu à une source sismique. Par définition, la quantité $G_{pq}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'; t)$ est la composante en p du déplacement au point (\mathbf{x}, t) , produit par une force impulsive unitaire dans la direction q située au point $(\mathbf{x}', 0)$. On peut voir \mathbf{G} comme la fonction de transfert du milieu. Ainsi, le déplacement \mathbf{u} produit par une source sismique peut être décrit comme la convolution de la réponse impulsive \mathbf{G} avec une système de force \mathbf{f} représentant cette source :

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^t \int_V \mathbf{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'; t - t') \cdot \mathbf{f}(\mathbf{x}', t') dV' dt'. \quad (4.15)$$

Mais comment s'exprime concrètement ce tenseur de Green ? Selon Dahlen et Tromp (1998), on peut écrire \mathbf{G} comme la combinaison linéaire des oscillations libres d'un corps élastique excité, sous la forme¹

$$\mathbf{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'; t) = \sum_k \omega_k^{-1} \mathbf{s}_k(\mathbf{x}) \mathbf{s}_k(\mathbf{x}') \sin \omega_k t. \quad (4.16)$$

¹ Il s'agit du tenseur du Green pour un corps au repos. Dahlen et Tromp (1998) présentent également la dérivation de \mathbf{G} pour un corps en rotation.

où ω_k et $\mathbf{s}_k(\mathbf{x})$ sont respectivement les fréquences et fonctions propres du système, et où la sommation se fait sur toutes les fréquences propres positives ($\omega_k \geq 0$). Chaque mode de vibration du corps excité est en théorie représenté par cette sommation. Dans le cas où le corps est constitué d'un matériau inélastique, la fréquence propre est complexe et s'écrit $\nu_k = \omega_k + i\gamma_k$. Le tenseur de Green pour un tel corps est

$$\mathbf{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'; t) = \text{Re} \sum_k (i\nu_k)^{-1} \mathbf{s}_k(\mathbf{x}) \mathbf{s}_k(\mathbf{x}') \exp(i\nu_k t). \quad (4.17)$$

4.2.2.2 Correspondance mode-rai

Nous avons vu à la section 2.2.2 qu'il est possible d'utiliser le modèle du rai pour se représenter la trajectoire d'une onde sismique. Dans la présente section, nous verrons comment il est possible d'associer le tenseur de Green à ce modèle pour modéliser les ondes P et S.

Dahlen et Tromp (1998) stipulent que les oscillations libres décrites par \mathbf{G} sont des ondes stationnaires produites par l'interférence constructive des ondes P, SV et SH ayant en commun un paramètre p donné (voir § 2.2.2.2 pour la définition de p). Cette assertion est valide au *champ lointain*, dans la *limite des hautes fréquences*, $\omega \rightarrow \infty$. Il s'agit alors de déterminer les expressions de \mathbf{G} relatives aux ondes P, SV et SH. Ces développements complexes sont présentés dans Dahlen et Tromp (1998). Nous retiendrons seulement les résultats.

En tenant compte des deux hypothèses précédentes, la forme générale du tenseur de Green dans le domaine des fréquences s'écrit tel que

$$\mathbf{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'; \omega) = \frac{1}{4\pi} \sum_{rais} \hat{\eta} \hat{\eta}' (\rho \rho' v^3)^{-1/2} \Pi \mathcal{R}^{-1} \exp(-i\omega T). \quad (4.18)$$

La trajectoire d'un rai peut être segmentée en plusieurs rais si l'onde traverse différents milieux. La sommation de l'équation (4.18) se fait sur ces segments de rai. L'apostrophe indique que le paramètre est évalué à la source. Les variables ρ et v

sont respectivement la densité et la vitesse de propagation de l'onde, le terme \mathcal{R} est le coefficient de *divergence géométrique* et T est le temps de parcours. Le facteur Π est le produit des différents coefficients de réflexion et de transmission aux interfaces rencontrés le long du trajet. Le vecteur unitaire $\hat{\eta}$ est le vecteur de polarisation de l'onde considérée. Si on se réfère à la figure 2.2, ces vecteurs prennent la forme

$$\begin{aligned}\hat{\eta}_P &= \hat{\mathbf{r}} \cos i + \hat{\Theta} \sin i, \\ \hat{\eta}_{SV} &= \hat{\mathbf{r}} \sin i - \hat{\Theta} \cos i, \\ \hat{\eta}_{SH} &= -\hat{\Theta}.\end{aligned}\tag{4.19}$$

Le but maintenant est d'obtenir une expression pratique pour l'équation générale (4.15).

4.2.2.3 Fonction de déplacement

L'équation (4.15) contient le terme \mathbf{f} représentant la force générant la rupture à la source. Nous avons vu au paragraphe 4.2.1.1 que cette force peut être représentée par le tenseur \mathbf{M} tel que décrit à l'équation (4.11). Dans le domaine des fréquences, ce tenseur s'écrit

$$\mathbf{M}(\omega) = \sqrt{2} M_0 \hat{\mathbf{M}}(\omega).\tag{4.20}$$

À partir de cette expression, on peut montrer (Dahlen et Tromp, 1998) que le vecteur de déplacement au récepteur vaut²

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, \omega) = (i\omega)^{-1} \mathbf{M}(\omega) : \nabla_s \mathbf{G}^T(\mathbf{x}, \mathbf{x}'; \omega)\tag{4.21}$$

Dans cette équation, on calcule le gradient ∇_s à l'hypocentre. Or, considérant que l'on se trouve au champ lointain, on peut utiliser une expression en fonction du

²À l'instar de Dahlen et Tromp (1998), on fait appel à la notation de Gibbs pour cette équation. Les deux points : signifient la contraction sur deux indices adjacents, tel que $\mathbf{T} : \mathbf{P} = T_{ij} P_{ij}$.

vecteur de lenteur initial à la source $\hat{\mathbf{p}}'$. Le gradient tend alors vers $\nabla_s \rightarrow i\omega v'^{-1} \hat{\mathbf{p}}'$. Si on regroupe maintenant les termes à la source et au récepteur selon les deux facteurs

$$\Xi = (\rho v)^{-1/2} (\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\boldsymbol{\eta}}), \quad (4.22)$$

$$\Sigma = \sqrt{2} M_0 (\rho' v'^5)^{-1} \left[\hat{\mathbf{M}} : \frac{1}{2} (\hat{\mathbf{p}}' \hat{\boldsymbol{\eta}}' + \hat{\boldsymbol{\eta}}' \hat{\mathbf{p}}') \right]. \quad (4.23)$$

on peut alors exprimer le déplacement scalaire $u(\omega) = \hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, \omega)$ par la formule suivante

$$u(\omega) = \frac{1}{4\pi} \sum_{rais} \Xi \Sigma \Pi \mathcal{R}^{-1} m(\omega) \exp(-i\omega T). \quad (4.24)$$

où m est la fonction temporelle de la source (équation 4.10). Il suffit maintenant de prendre la transformée de Fourier inverse de (4.24) pour obtenir le déplacement dans le domaine du temps :

$$u(t) = \frac{1}{4\pi} \sum_{rais} \Xi \Sigma \Pi \mathcal{R}^{-1} \dot{m}(t - T). \quad (4.25)$$

L'atténuation et la dispersion qui lui est associée peuvent être introduites dans notre modèle si on considère la vitesse complexe suivante (Dahlen et Tromp, 1998)

$$v = v_0 \left[1 + \frac{1}{2} i Q^{-1} + \frac{1}{\pi} Q^{-1} \ln(\omega/\omega_0) \right]. \quad (4.26)$$

On peut alors définir un *temps d'atténuation*, indépendant de la fréquence, qui sera fonction du facteur de qualité :

$$T^* = \int_{\mathbf{x}'}^{\mathbf{x}} \frac{ds}{v_0 Q}. \quad (4.27)$$

L'introduction de cette vitesse complexe dans le modèle se traduit par une convolution ajoutée à l'équation (4.25). On a alors

$$u(t) = \frac{1}{4\pi} \sum_{rais} \Xi \Sigma \Pi \mathcal{R}^{-1} \dot{m}(t - T) * a(t), \quad (4.28)$$

où

$$a(t) = \frac{1}{\pi} \text{Re} \int_0^\infty \exp i\omega \left[T + \frac{1}{2} iT^* + \frac{1}{\pi} T^* \ln(\omega/\omega_0) \right] d\omega. \quad (4.29)$$

On a donc une expression, valide au champ lointain et dans la limite $\omega \rightarrow \infty$, nous permettant de représenter le déplacement à un point \mathbf{x} produit par une source $\mathbf{M}(t)$ située à \mathbf{x}' : la déformation s'étant propagée dans un milieu absorbant de vitesses et de géométrie connues. Notons qu'à cause de l'approximation $\omega \rightarrow \infty$, ce modèle ne peut pas modéliser la diffraction générée par des corps de dimensions finies, et l'atténuation par diffusion ne peut être prise en compte.

4.3 Paramètres de la source modélisée

Pour les modélisations, on a retenu l'approximation ponctuelle d'un modèle de fissure circulaire plane et horizontale comme type de source pour nos calculs. Ce modèle est décrit à la section 4.2.1.1. On modélisera deux mécanismes au foyer : un cisaillement et une tension pure, pour des surfaces de rupture de 0.01 m², 0.1 m² et 1 m². Les paramètres de la sources sont décrits aux sous-sections suivantes.

4.3.1 Calcul du moment scalaire M_0

Le moment sismique scalaire M_0 est égal au produit $\mu U A$, où μ est la rigidité, U est l'amplitude du glissement selon la fissure et A l'aire du plan de fissure. Les trois valeurs données plus haut ont été utilisées pour la surface de rupture A . En comparant les résultats obtenus avec ces trois valeurs, on espère pouvoir déterminer un ordre de grandeur des défauts détectables en fonction d'une distance critique donnée. On pose par ailleurs que la fonction de glissement \mathbf{u} est uniforme sur toute cette surface, et que son amplitude U est de 1.0 μm .

On se base sur les propriétés du béton énoncées à la section 1.2.3 pour établir une valeur de rigidité pour les modélisations. Les valeurs retenues sont un coefficient

de Poisson ν de 0,22 et un module d'élasticité E de 30 GPa. On calcule μ à partir de la relation (Sheriff, 1991)

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (4.30)$$

On obtient ainsi une valeur de 12,3 GPa pour le module de rigidité. Pour des surfaces de rupture de 0,01 m², 0,1 m² et 1 m², le moment M_0 prend alors des valeurs respectives de $1,23 \times 10^2$, $1,23 \times 10^3$ et $1,23 \times 10^4$ Nm.

4.3.2 Durée de la source

Pour nos calculs, la fonction $\dot{m}(t)$ (équ. (4.10)) retenue est une fonction ondelette de Gabor de la forme

$$\dot{m}(t) = A e^{-(2\pi\omega t/\gamma)^2} \cos(2\pi\omega t + \phi), \quad (4.31)$$

où ω est la fréquence dominante de l'ondelette, ϕ est le déphasage. Le paramètre γ contrôle la largeur relative du signal.

Lors d'une étude sur la fissuration sous pression hydraulique, Ohtsu (1991) a utilisé une période dominante de 80 μ s (fréquence de 12,5 kHz) pour modéliser des fissures de faibles dimensions (bien qu'aucune mention explicite concernant la taille des fissures n'est présente dans son texte). Dans son cas, le spectre étudié est compris dans la bande [1-100 kHz], et le volume couvert par le réseau de capteurs est *grosso modo* de 8 m³. Dans le cas de notre simulation, le volume couvert est d'environ 30 000 m³. Bien que l'échelle de notre problème soit de quatre ordres de grandeur plus grand, il n'en demeure pas moins que les phénomènes nous intéressant sont de faibles dimensions. Par ailleurs, nous cherchons à déterminer un *seuil* de détectabilité, et nous devons donc considérer des événements à l'extrémité du spectre possible. Ainsi, nous avons choisi une fréquence dominante relativement élevée, soit 5 kHz, ce qui correspond à une période de 0,2 ms.

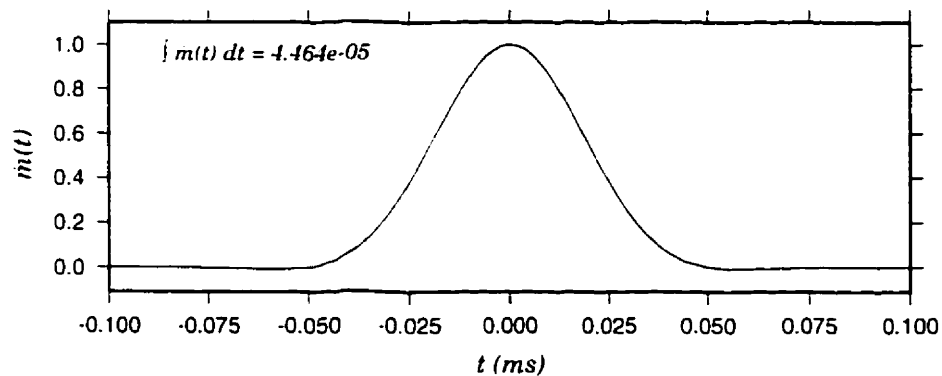


Figure 4.4: Ondelette de Gabor utilisée comme fonction source temporelle. Les paramètres de l'ondelette sont $A=1$, $\omega=5$ kHz, $\gamma=1$ et $\phi=0$. L'intégrale de la fonction sur la fenêtre illustrée est égale à $4,464 \times 10^{-5}$.

L'ondelette retenue pour nos simulations est représentée à la figure 4.4. Elle est obtenue pour des valeurs de $A=1$, $\gamma=1$ et $\phi=0$, en plus de $\omega=5$ kHz. Par ailleurs, pour remplir la condition (4.10), il faut ajuster le terme A à la valeur $1,4464 \times 10^{-5} = 2.24 \times 10^4$.

4.3.3 Orientation du plan de fissure et mécanisme au foyer

On retrouve dans Ghrib et Tinawi (1994) des modèles types de fissuration sous contrainte statique dans des barrages. On a retenu pour nos simulations une fissure horizontale, du côté amont de la structure. Pour fin de comparaisons, deux types de mécanismes seront simulés selon cette fissure : une déformation en tension et un cisaillement pur.

Le tenseur décrivant une fracture en tension est donné à l'équation (4.6). Ce tenseur est fonction des constantes de Lamé μ et λ . La rigidité μ a été évaluée à 12.3 GPa à la section 4.3.1. La constante de Lamé λ vaut (Sheriff, 1991)

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad (4.32)$$

ce qui donne $\lambda = 14.4$ GPa pour les valeurs de module d'élasticité et de coefficient de Poisson précédentes. On aura alors un rapport d'amplitude de 1 : 1 : 2.7 pour le

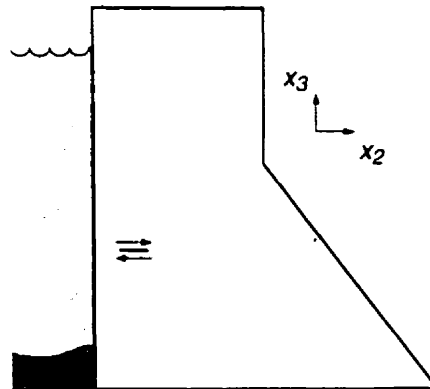


Figure 4.5: Orientation du plan de faille, et du glissement dans le cas du double couple.

tenseur du moment. Normalisé, ce tenseur vaut alors

$$\hat{\mathbf{M}}_{tension} = \begin{bmatrix} 0,328 & 0 & 0 \\ 0 & 0,328 & 0 \\ 0 & 0 & 0,886 \end{bmatrix}. \quad (4.33)$$

Dans le cas du cisaillement, le glissement se fait perpendiculairement à l'axe long du barrage, vers l'aval pour la partie supérieure de la fissure (figure 4.5). Le système de coordonnées utilisé dans notre cas est le suivant :

- x_1 : axe long du barrage, pointe vers l'est :
- x_2 : axe amont-aval, pointe vers le nord (aval) :
- x_3 : axe vertical, pointe vers le haut.

Ainsi, le glissement se fait selon x_2 , dans un plan ayant pour normale x_3 . Le tenseur unitaire du moment est alors

$$\hat{\mathbf{M}}_{double\ couple} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0,707 & 0 & 0 \\ 0 & 0,707 & 0 \end{bmatrix}. \quad (4.34)$$

Les coordonnées spatiales de la source sont (10.0 1.0 13.75).

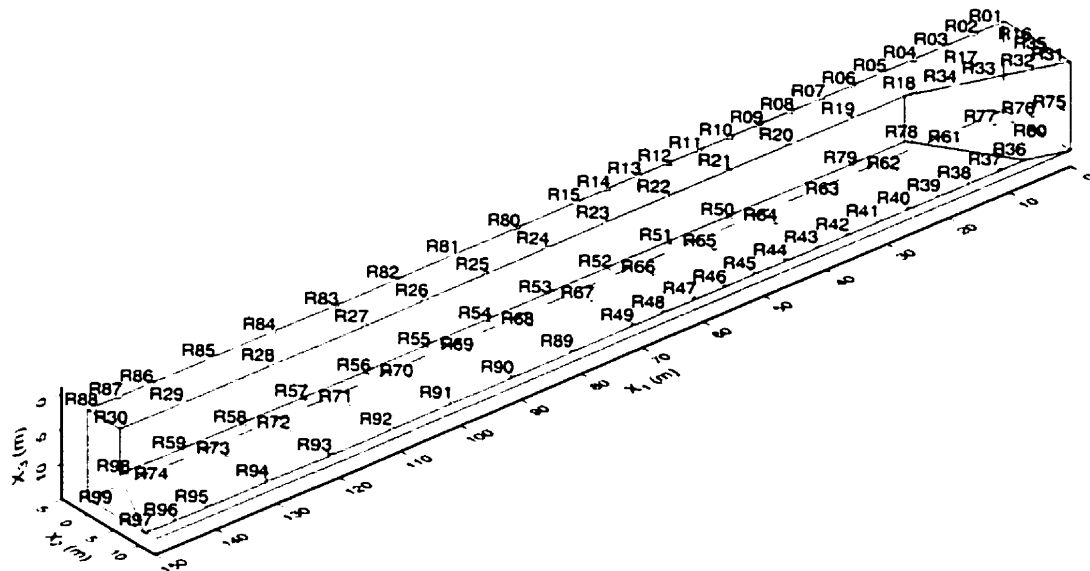


Figure 4.6: Géométrie du modèle et position des capteurs pour la modélisation des sismogrammes synthétiques. Le modèle s'étend en réalité jusqu'à $x_1 = 300$ m. La source est située au point $(10, 1, 13.75)$.

4.4 Choix du modèle de barrage

Le modèle utilisé pour le calcul des sismogrammes synthétiques est inspiré du barrage de Carillon à partir duquel l'atténuation a été évaluée (chapitre 2). Un réseau de 134 capteurs hypothétiques recouvre le modèle illustré à la figure 4.6. Cette figure montre le modèle sur seulement 150 des 300 mètres de la longueur selon l'axe x_1 , et également seulement les 99 premiers capteurs. Les 150 m et 35 capteurs restants ont été omis afin permettre la visualisation du réseau de capteurs, plus dense à proximité de la source située au point $(10, 0, 13.75)$. Comme mentionné précédemment, le volume de la structure est d'environ 30000 m^3 .

Différentes modélisations ont été effectuées pour un modèle à vitesse constante et un modèle à gradient vertical de vitesse. Les amplitudes modélisées ne sont pas significativement différentes pour ces deux modèles, et seulement les résultats du modèle à vitesse constante seront présentés. Les vitesses v_p et v_s du modèle

homogène sont respectivement de 4000 et 3000 m/s. Le gradient vertical appliqué dans l'autre cas est de 33 m/s m⁻¹, pour une vitesse v_p variant de 4000 à 4500 m/s et v_s variant de 3000 à 3500 m/s.

Également, différentes modélisations ont été réalisées pour des facteurs de qualité Q de 5, 10, 20, 50 et 100, constants au sein du barrage. L'effet de ces différentes valeurs de Q sera discuté au chapitre 5.

4.5 Calcul des fonctions de déplacement

Les sismogrammes synthétiques ont été calculés avec les programmes du logiciel CRT du consortium *Seismic Waves in Complex 3-D Structures* dirigé par Vlastislav Červený au département de géophysique de l'Université Charles de Prague. Ces programmes, dont la référence principale est Červený *et al.* (1988), sont disponibles sur le site web du consortium (<http://seis.karlov.mff.cuni.cz>).

Selon Červený *et al.* (1988), la fonction de déplacement synthétique est donnée par

$$\bar{u}^n(x, t) = \dot{M}^{ij}(t) * \sum_{rais} G_i^n(x, x'; t, 0) p_j(x'), \quad (4.35)$$

où x' est l'hypocentre et

$$p_j(x') = \left[\frac{\partial T(P)}{\partial x^j} \right]_{P=x'}. \quad (4.36)$$

Il s'agit d'une forme modifiée de l'équation (4.28). Les paramètres utilisés pour les modélisations sont résumés au tableau 4.1. Pour chaque modélisation, les déplacements ont été calculés selon les trois axes spatiaux ($n = 1, 2, 3$), et ont été dérivés numériquement pour obtenir les fonctions de vitesse et d'accélération. Seules les *arrivées directes* ont été modélisées.

Les figures 4.7 et 4.8 montrent un exemple de sismogrammes de vitesse et d'accélération, obtenus à un même capteur (R15), mais pour trois valeurs du moment

Tableau 4.1: Récapitulatif des constantes et unités utilisées pour le calcul des sismogrammes synthétiques

Paramètre	M_0	\hat{M}	A_{\max} de $\dot{m}(t)$	Q	p
Unités	$N \cdot m$		s^{-1}		$s \cdot km^{-1}$
Valeurs utilisées	1.23×10^2	$\begin{bmatrix} 0.328 & 0 & 0 \\ 0 & 0.328 & 0 \\ 0 & 0 & 0.886 \end{bmatrix}$	2.24×10^4	5	0,25
				10	
				20	
				50	
	1.23×10^3	$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0.707 & 0 & 0 \\ 0 & 0.707 & 0 \end{bmatrix}$	2.24×10^4	100	

scalaire M_0 . Pour cet exemple, le mécanisme au foyer est le double couple. Le modèle de vitesse et le facteur Q sont les mêmes pour ces quatre modélisations. On note que la forme de l'onde demeure la même, mais que les amplitudes augmentent en fonction de M_0 . Nos modélisations obéissent au principe de similarité.

La figure 4.9 montre un exemple de sismogrammes de vitesse obtenus à un même capteur, mais pour quatre valeurs du facteur Q . Le mécanisme au foyer est le double couple. Le modèle de vitesse et le moment scalaire M_0 sont les mêmes pour ces trois modélisations. Sur ces figures, l'effet de la dispersion est nettement visible. En effet, l'étalement est graduellement moins important pour les modélisations à $Q = 10$, $Q = 20$, $Q = 50$, $Q = 100$. Par ailleurs, l'amplitude varie également en fonction de Q , étant environ plus élevée de deux ordres de grandeur pour $Q = 100$ que pour $Q = 10$.

Finalement, on montre l'effet du mécanisme au foyer sur la forme de l'onde, toujours pour le capteur R15. Le moment scalaire est le même dans les deux cas, fixé à une valeur de 1.23×10^2 Nm. La figure 4.10 montre que ces deux événements ont des signatures sismiques bien distinctes. Observons par exemple la composante x_2 des sismogrammes pour ces deux modélisations. Pour la source en tension l'arrivée

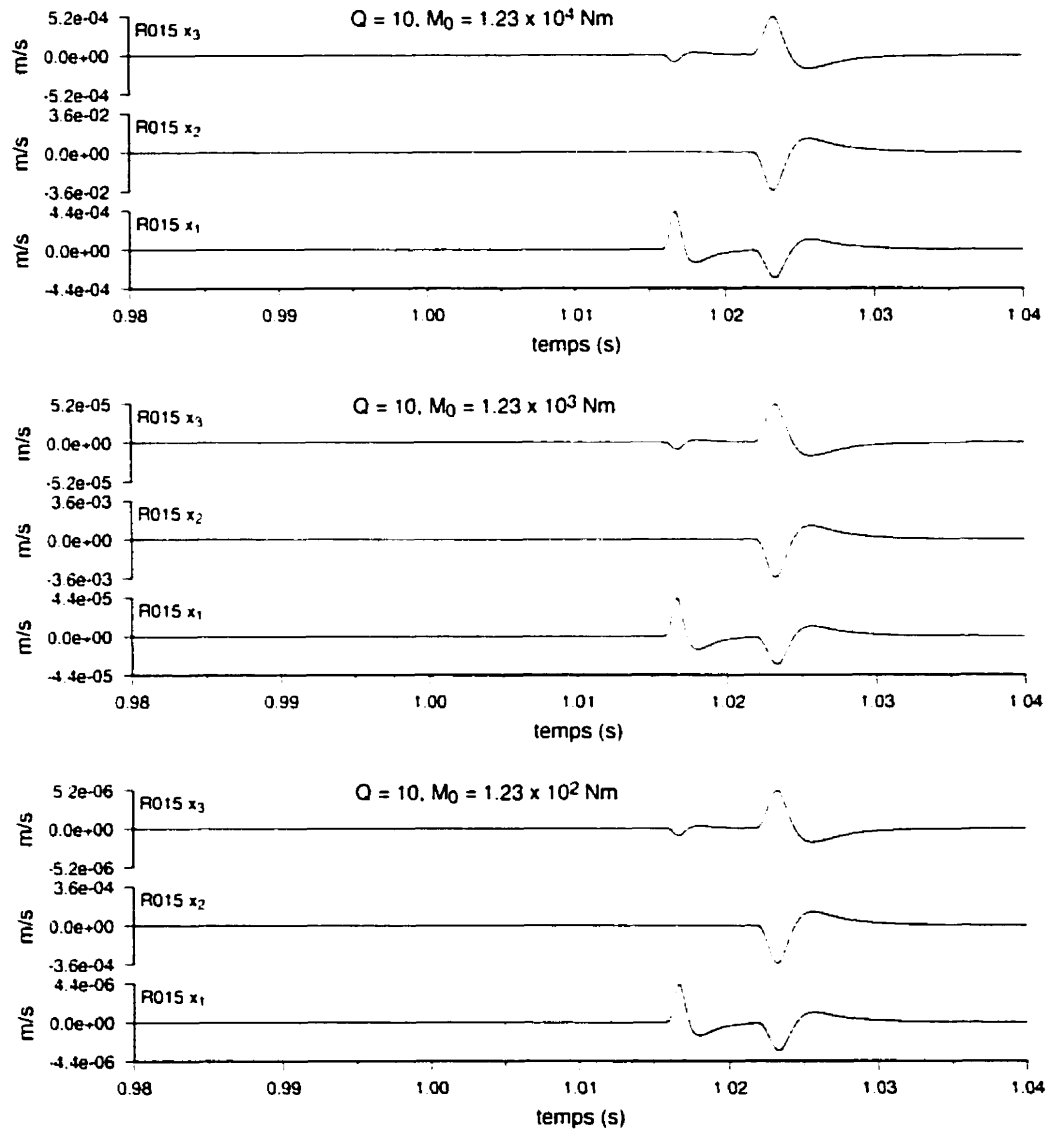


Figure 4.7: Sismogrammes de vitesse au capteur R15 pour trois valeurs de M_0 . Ces résultats ont été obtenus pour un modèle de facteur Q égal à 10.

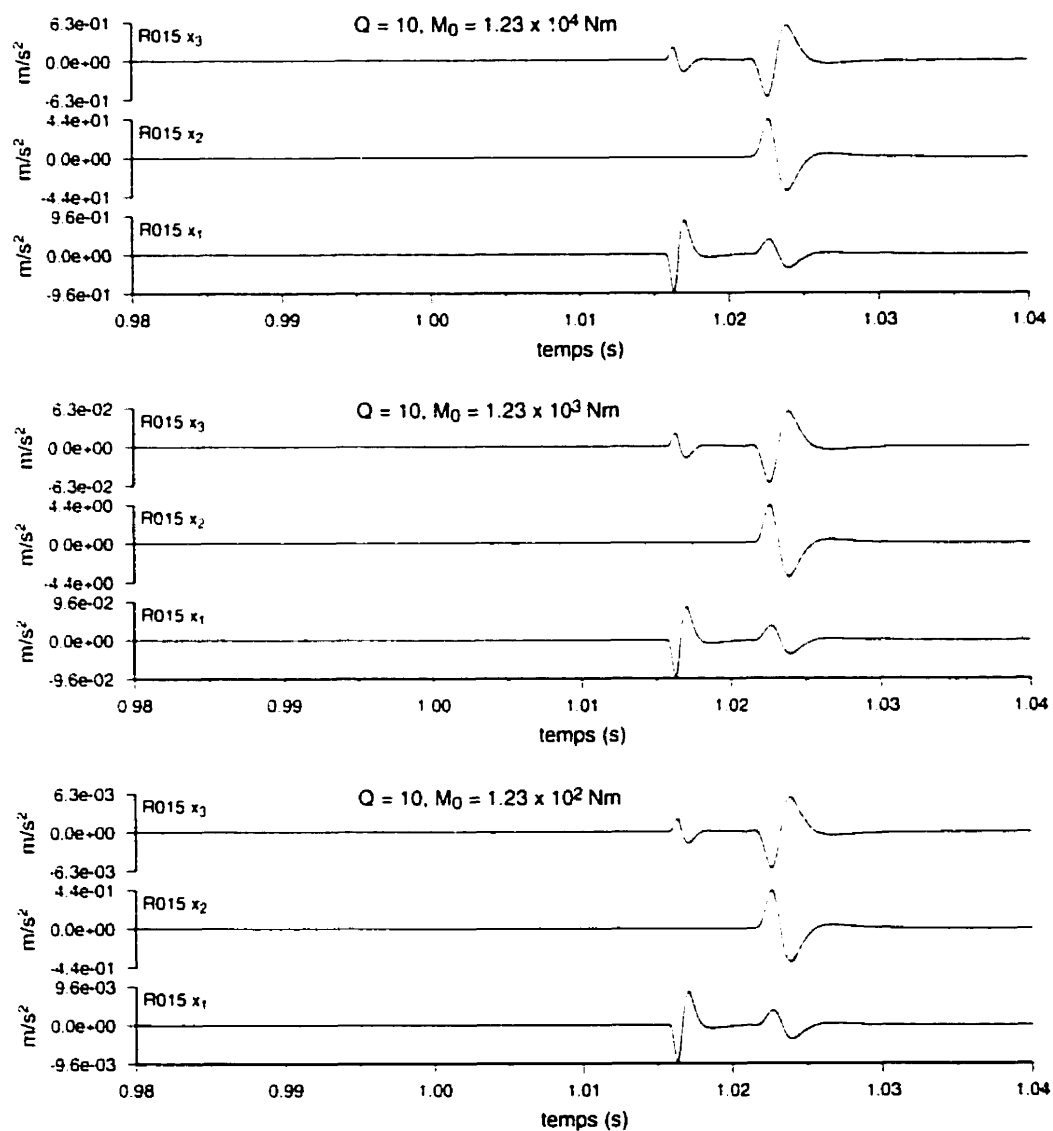


Figure 4.8: Sismogrammes d'accélération au capteur R15 pour trois valeurs de M_0 . Ces résultats ont été obtenus pour un modèle de facteur Q égal à 10.

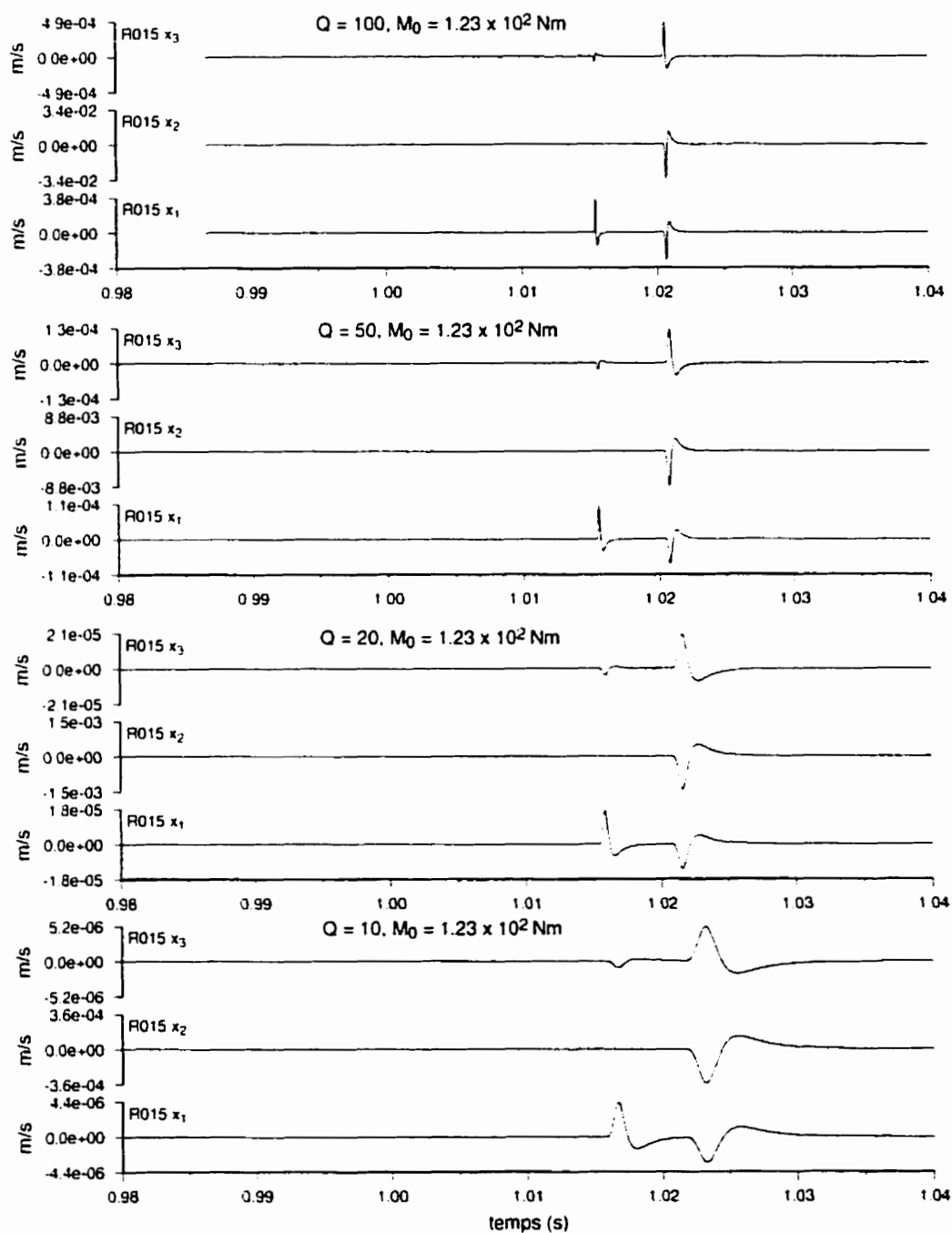


Figure 4.9: Sismogrammes de vitesse au capteur R15 pour quatre valeurs de Q . Ces résultats ont été obtenus pour une source de moment M_0 égal à $1,23 \times 10^2 \text{ Nm}$. On remarque bien l'effet de la dispersion sur les sismogrammes; l'étalement est nettement régressif pour un Q croissant.

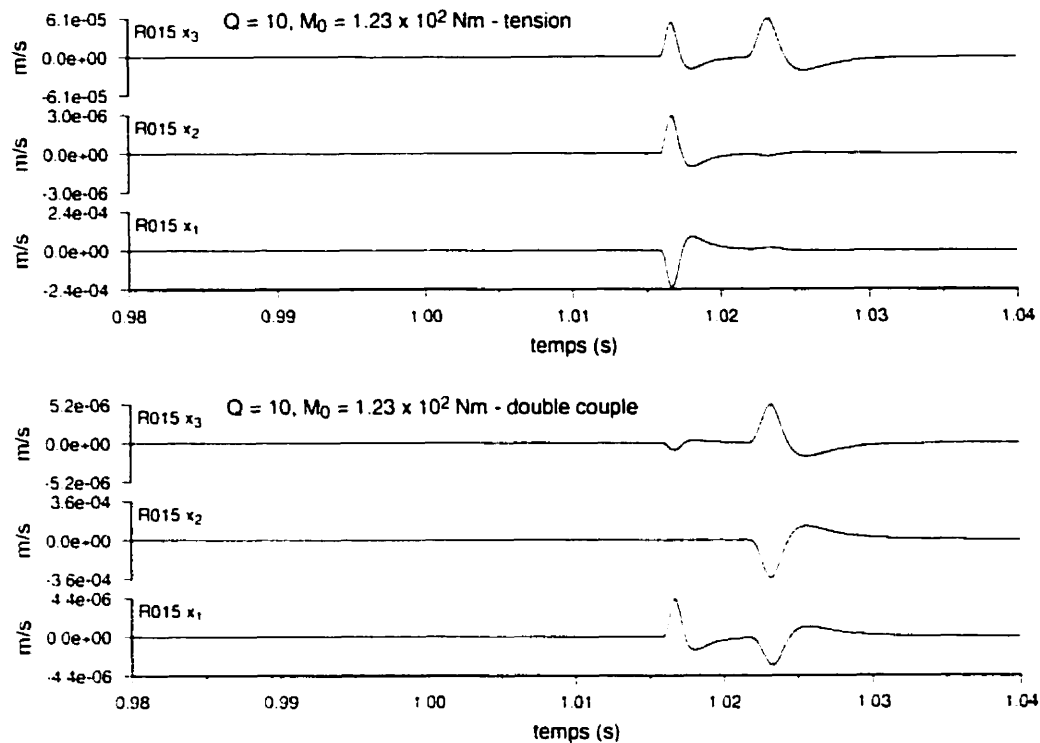


Figure 4.10: Sismogrammes de vitesse au capteur R15 pour deux mécanismes au foyer différents. Ces résultats ont été obtenus pour une source de moment M_0 égal à 1.23×10^2 Nm et un modèle de facteur Q égal à 10.

P prédomine complètement l'arrivée S : alors que pour le double-couple elle est carrément absente, l'arrivée S étant la seule présente. On remarque que la polarité de certaines arrivées sont inversées.

4.6 Conclusion

On a exposé dans la première partie de ce chapitre une revue de littérature relative à la modélisation des sismigrammes synthétiques. Spécifiquement, on présente la théorie permettant de représenter une source sismique par un système de forces équivalent, ainsi que la théorie permettant d'utiliser ce modèle de source pour modéliser des arrivées sismiques au champ lointain, à la limite des hautes fréquences.

Le programme CRT du consortium *Seismic Waves in Complex 3-D Structures*, basé sur ce modèle, a ensuite été utilisé pour effectuer des modélisations pour deux types de mécanismes au foyer, pour trois ordres de grandeur du moment scalaire M_0 , et pour cinq modèles à Q distincts. Ces résultats seront exploités au chapitre suivant pour déterminer le seuil de détectabilité de la méthode microsismique appliquée aux barrages.

CHAPITRE 5

CALCUL DES RAYONS CRITIQUES

5.1 Introduction

Une fois les résultats des chapitres 2, 3 et 4 compilés, tous les éléments sont en place pour déterminer le seuil de détectabilité recherché. On expose dans ce chapitre la méthode pour le faire et les résultats obtenus. Ces résultats sont présentés en fonction du moment sismique M_0 et du facteur Q . Le moment sismique est proportionnel à la surface de rupture de la fissure, ce qui nous permet d'apprécier la détectabilité en fonction de la taille des défauts dans le barrage. Étant donné que le facteur Q est fonction du couplage des capteurs (§ 2.6), nous avons également choisi d'étudier l'influence de ce facteur sur la détectabilité. Nous pouvons alors évaluer la différence entre un « bon » et un « mauvais » couplage. Nous exposons également quelques considérations relatives au type de capteur souhaitable pour un système d'auscultation.

5.2 Résultats

Pour déterminer le seuil de détectabilité, les amplitudes maximales des ondes sismiques ont été portées en graphique en fonction de la distance à la source, et

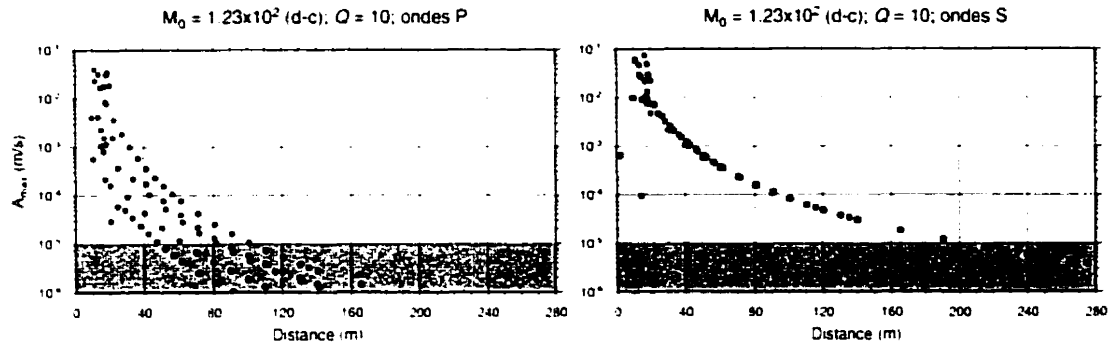


Figure 5.1: Distribution des vécitité P et S maximales produites par un double couple de 1.23×10^2 Nm en fonction de la distance à la source.

comparées avec le niveau de bruit RMS établi au chapitre 3. Nous considérons que pour que le signal sismique soit détectable, son amplitude doit être de deux ordres de grandeur supérieure au niveau de bruit RMS (rapport d'amplitude $S/B > 100$). Ce choix est conservateur si on considère le critère rapport de puissance $S/B > 400$ (équivalent à un rapport d'amplitude $S/B > 20$) établi à la section 2.5, p. 47, mais puisqu'un seuil de détectabilité est recherché, il semble approprié de resserer ce critère. Au mieux, ce critère sera trop sévère.

La figure 5.1 montre un exemple de l'amplitude maximale de la vécitité en fonction de la distance à la source, en l'occurrence pour un modèle de facteur Q égal à 10 et un moment M_0 de 1.23×10^2 Nm. Dans ce cas, la vécitité est reconstruite à partir des mesures aux trois axes ($v = \sqrt{v_{x_1}^2 + v_{x_2}^2 + v_{x_3}^2}$). Sur cette figure, la zone gris pâle correspond à $1 < S/B < 100$. La zone plus foncée correspond au niveau du bruit. On voit que lorsque la distance est supérieure à 30 m, l'onde P ne sera certainement pas détectable, c'est-à-dire que l'amplitude se trouve dans la zone gris pâle. Si la distance est supérieure à 10 m, une partie des événements sera détectable et l'autre ne le sera pas. Il y a donc une zone où les événements sont potentiellement détectables.

Le tableau 5.1 regroupe les rayons critiques déterminés par l'amplitude maxi-

Tableau 5.1: Rayons critiques (m) déterminés par l'amplitude maximale de la vitesse.

M_0 (Nm) \ Q	5	10	20	50	100
1.23×10^2 (t) (0.01 m ²)	$r_p < 25$ $r_s < 20$	$r_p < 35$ $15 < r_s < 30$	$r_p < 60$ $20 < r_s < 45$	$r_p < 100$ $35 < r_s < 60$	$r_p < 165$ $50 < r_s < 90$
1.23×10^2 (dc) (0.01 m ²)	$r_p < 20$ $r_s < 30$	$10 < r_p < 30$ $r_s < 45$	$15 < r_p < 45$ $r_s < 60$	$25 < r_p < 70$ $r_s < 120$	$45 < r_p < 100$ $r_s < 200$
1.23×10^2 (dc) (0.1 m ²)	$15 < r_p < 40$ $r_s < 45$	$20 < r_p < 55$ $r_s < 90$	$35 < r_p < 80$ $r_s < 140$	$60 < r_p < 120$ $r_s < 270$	$80 < r_p < 170$ $280 < r_s < nd$
1.23×10^2 (dc) (1.0 m ²)	$30 < r_p < 70$ $r_s < 120$	$45 < r_p < 100$ $r_s < 190$	$70 < r_p < 140$ $r_s < 280$	$110 < r_p < 220$ $280 < r_s < nd$	$160 < r_p < 280$ $280 < r_s < nd$

male de la vitesse. pour l'ensemble des modélisations réalisées. Dans ce tableau, le rayon r_p est déterminé à partir des ondes P (surligné en gris), et r_s à partir des ondes S. La notation (t) indique une source en tension, et (dc) un double-couple. L'aire entre parenthèse sous la valeur de M_0 est la taille de la surface de rupture du moment correspondant. L'absence de données au delà de 280 m est due aux dimensions du modèle de barrage (300 m \times 12 m \times 15 m). Dans ce tableau, on observe sans étonnement que le rayon est proportionnel au facteur Q et au moment sismique.

Une remarque s'impose lors de l'interprétation des données et de la comparaison entre les rayons déterminés à partir des ondes P (r_p) et des ondes S (r_s). En général, Q_s est de deux à trois fois plus faible que Q_p (Lay et Wallace, 1995). Or, Q_s ne nous est pas connu pour le béton de Carillon. En effet, nos données ne nous permettaient pas le calculer car, étant donné le volume restreint de la zone d'étude, la première arrivée S se superpose à l'onde P sur les sismogrammes mesurés à Carillon. Il est alors impossible d'isoler l'arrivée S, et seul la première arrivée P a été utilisée pour le calcul de Q . Ainsi, on ne saurait faire une comparaison directe des rayons r_p et r_s présentés dans les tableaux de ce chapitre. Notre analyse reposera alors

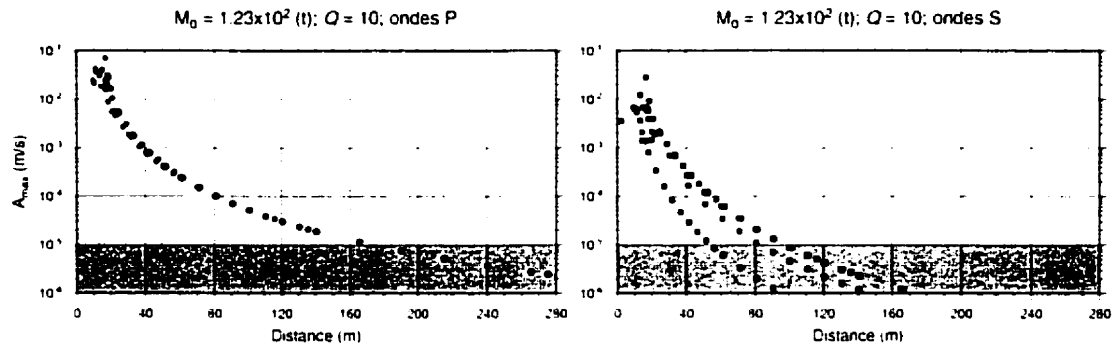


Figure 5.2: Distribution des vitesse P et S maximales produites par une source en tension de 1.23×10^2 Nm en fonction de la distance à la source.

principalement les valeurs de r_p : r_s est uniquement présenté à titre indicatif.

5.2.1 Influence du mécanisme au foyer

Le tableau 5.1 semble indiquer que pour les cas simples étudiés, le mécanisme au foyer a peu d'influence sur l'ordre de grandeur du rayon de détectabilité. Seulement, ce mécanisme va influencer le type d'onde ayant la plus forte énergie. Bien sûr, il est impossible de tirer des conclusions fermes à partir de l'étude de seulement deux mécanismes au foyer différents. Cependant, si on compare les figures 5.1 et 5.2, on remarque par exemple que dans le cas du double-couple, l'onde S est de plus grande amplitude que l'onde P, alors que l'inverse se produit pour la source en tension. Néanmoins, la distance que peuvent parcourir ces ondes avant d'être indétectables est du même ordre de grandeur.

5.2.2 Influence du facteur Q

Le moment scalaire M_0 est directement proportionnel à l'aire de la surface de rupture à la source. Ainsi, à des moments de 1.23×10^2 , 1.23×10^3 et 1.23×10^4 Nm sont associées des aires respectives de 0.01, 0.1 et 1 m^2 . À la figure 5.3, on a porté en graphique le rayon de détectabilité en fonction de l'aire de la surface de rupture,

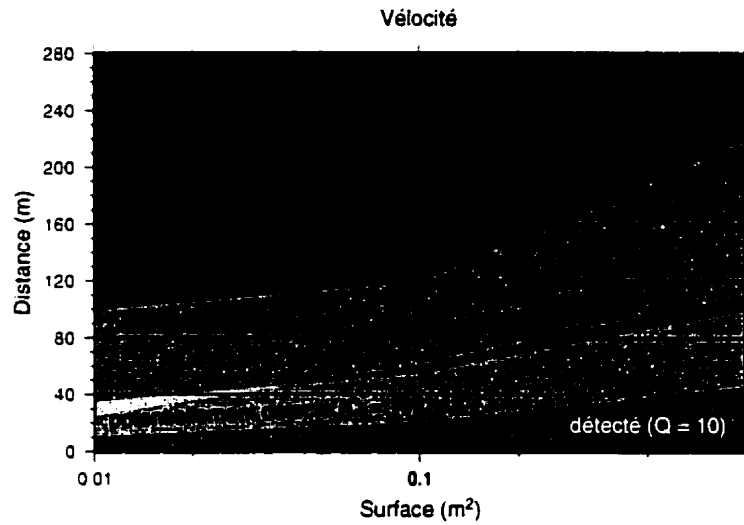


Figure 5.3: Relation entre le rayon de détectabilité et l'aire de la surface de rupture à la source pour un modèle de double-couple. Les rayons ont été déterminés par l'amplitude maximale de la vélocité.

pour deux milieux de Q égaux à 10 et 50. Cette figure montre que le facteur Q a un effet déterminant sur la détectabilité, en particulier pour des défauts de faibles dimensions ($10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$). En théorie, le facteur Q est intrinsèque au milieu, mais nous avons montré à la section 2.6 comment le couplage des capteurs peut influencer ce paramètre. Considérons, à partir des résultats de la section 2.6, qu'un couplage adéquat fait en sorte que le facteur Q apparent (Q_a) est de 50, et qu'un mauvais couplage résulte en un facteur Q_a de 10. Le simple fait de s'assurer d'un couplage optimal permet alors de *doubler* le rayon d'efficacité d'un système d'auscultation microsismique. En de telles conditions, des défauts de 0.01 m^2 peuvent être détectés à une distance de 25 m, et potentiellement détectés à une distance de 100 m. Des défauts de 1 m^2 seront détectés à une distance de 110 m, et potentiellement détectés à une distance de 220 m.

Tableau 5.2: Rayons critiques (m) déterminés par l'amplitude maximale de l'accélération.

M_0 (Nm) \ Q	5	10	20	50	100
1.23×10^2 (t)	$r_p < 20$	$r_p < 30$	$r_p < 50$	$r_p < 90$	$r_p < 150$
(0.01 m ²)	-	$r_s < 20$	$20 < r_s < 35$	$35 < r_s < 60$	$50 < r_s < 90$
1.23×10^2 (dc)	$r_p < 20$	$10 < r_p < 30$	$20 < r_p < 40$	$30 < r_p < 60$	$50 < r_p < 100$
(0.01 m ²)	$r_s < 20$	$r_s < 30$	$r_s < 50$	$r_s < 90$	$r_s < 160$
1.23×10^3 (dc)	$r_p < 25$	$20 < r_p < 40$	$30 < r_p < 60$	$60 < r_p < 110$	$90 < r_p < 165$
(0.1 m ²)	$r_s < 30$	$r_s < 50$	$r_s < 80$	$r_s < 160$	$r_s < 280$
1.23×10^4 (dc)	$20 < r_p < 45$	$30 < r_p < 60$	$55 < r_p < 100$	$100 < r_p < 170$	$150 < r_p < 260$
(1.0 m ²)	$r_s < 55$	$r_s < 85$	$r_s < 140$	$r_s < 280$	$280 < r_s < nd$

5.2.3 Influence du type de capteur

On considère dans cette section les différences entre ce que l'on observerait à des géophones et à des accéléromètres, et entre ce que l'on observerait à des capteurs uniaxiaux et triaxiaux. Évaluons dans un premier temps la différence entre géophones et accéléromètres. Le tableau 5.2 résume les rayons critiques déterminés par l'amplitude maximale de l'accélération, pour l'ensemble des modélisations réalisées. Si on compare les résultats contenus dans ce tableau avec ceux de la vitesse du tableau 5.1, on constate que la portée est légèrement plus faible aux accéléromètres (diminution de 5 à 10%). Considérant le coût plus élevé des accéléromètres, leur utilisation s'avérerait alors justifiée seulement si on veut traiter les données avec certaines des méthodes décrites à la fin de cette thèse (§ 9.2, p. 197), les caractéristiques statistiques du bruit à ce type de capteur répondant mieux¹ aux hypothèses à la base de ces méthodes.

Considérons maintenant le cas de mesures effectuées avec des capteurs uniaxiaux. Le tableau 5.3 regroupe les rayons critiques déterminés avec l'amplitude maximale de la vitesse *selon l'axe vertical uniquement*. Ces valeurs sont nettement

¹À tout le moins telles que nos mesures l'ont indiqué au chapitre 3

Tableau 5.3: Rayons critiques (m) déterminés par l'amplitude maximale de la vitesse selon l'axe vertical.

M_0 (Nm) \ Q	5	10	20	50	100
1.23×10^2 (t)	$10 < r_p < 20$	$15 < r_p < 30$	$20 < r_p < 45$	$30 < r_p < 60$	$45 < r_p < 90$
(0,01 m ²)	$r_s < 20$	$r_s < 25$	$20 < r_s < 35$	$35 < r_s < 65$	$< r_s < 90$
1.23×10^2 (dc)	$r_p < 20$	$10 < r_p < 20$	$10 < r_p < 25$	$20 < r_p < 30$	$30 < r_p < 50$
(0,01 m ²)	$r_s < 20$	$r_s < 25$	$r_s < 40$	$30 < r_s < 60$	$50 < r_s < 90$

plus faibles que les rayons déterminés par l'amplitude maximale de la vitesse, avec une différence pouvant atteindre 50%. Dans ce cas, il apparait important de pouvoir compter sur un minimum de capteurs triaxiaux lors de la mise en place d'un système de surveillance. Dans le cas où un système de surveillance comprendrait des capteurs uniaxiaux et des capteurs triaxiaux, les capteurs triaxiaux devraient être placés aux extrémités du volume couvert afin de maximiser la détectabilité du système.

5.3 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent que, dans le cas où des capteurs triaxiaux sont utilisés et où le couplage capteurs-béton est optimal, tout défauts de 0,01 m² pourrait être détecté à une distance de 25 m. Cette distance *peut* atteindre 100 m pour un certain nombre d'événements générés par une source de cette dimension. Si les défauts font 1 m², la distance peut atteindre 220 m. On soulignera à nouveau qu'un mauvais couplage des capteurs, ou l'utilisation de capteurs uniaxiaux uniquement, peut réduire de moitié la portée de la méthode.

PARTIE II

LOCALISATION DES ÉVÉNEMENTS

CHAPITRE 6

TECHNIQUES DE LOCALISATION DES HYPOCENTRES

6.1 Introduction

Les techniques de localisation des hypocentres ont principalement été développées pour les besoins de la sismologie. Cependant, d'autres domaines d'applications ont bénéficié ou contribué à la recherche, notamment le génie minier et le génie des réservoirs géothermaux. On présente dans ce chapitre trois méthodes. Chacune est caractérisée par ses avantages et ses inconvénients, qui ont été soupesés afin de déterminer la technique à retenir pour construire notre propre méthodologie de localisation des hypocentres.

6.2 Inversion conjointe hypocentre–vitesse sismique

La première méthode présentée dans ce chapitre a été développée pour les besoins de l'ingénierie des réservoirs géothermaux (brièvement décrite à la section 1.3.2.4, page 22). Les travaux de Block (1991) peuvent en effet être vus comme la continuité des efforts entrepris au début des années 80 dans ce domaine. L'approche de Block consistant à déterminer les coordonnées de la source et un modèle

tridimensionnel de vitesse, vise deux buts. Premièrement, on cherche à améliorer la précision sur la localisation des hypocentres en tenant compte des variations de vitesse sismique induites par la fracturation de la roche. L'obtention d'un modèle de vitesse permet dans un deuxième temps de fournir des informations sur la performance potentielle du réservoir, c'est-à-dire son volume et la distribution du réseau de fracture.

Block a travaillé à l'élaboration d'un algorithme d'inversion *conjointe* hypocentre-vitesse car cette approche présente l'avantage d'être rapide par rapport à une méthode d'inversion séparées de vitesse et de relocalisation. Son algorithme repose sur l'utilisation de la technique de séparation des paramètres (Pavlis et Booker, 1980), laquelle permet de coupler les deux étapes de l'inversion.

Block introduit également des contraintes sur les modèles de vitesse de façon à éviter des résultats aberrants du point de vue physique, même si ces résultats satisfont les critères de minimisation des moindres carrés. Une première contrainte est appliquée pour empêcher les fluctuations spatiales rapides de vitesse aux noeuds faiblement résolus. L'auteure applique également une limite supérieure à la vitesse que peut prendre le modèle. Finalement, une dernière contrainte est appliquée pour palier à la non-unicité résultant de la dualité entre le temps d'origine de l'événement et les corrections statiques des stations.

6.2.1 Formulation du problème inverse

Le but de l'inversion est de minimiser par moindres carrés la différence entre les temps d'arrivée observés t_0 et les temps d'arrivée t_c calculés à partir d'un modèle de vitesse. L'idée est de changer les paramètres d'un modèle de vitesse et les hypocentres de départ pour que les nouveaux temps d'arrivée calculés $t_c + \Delta t_c$ soient

égaux aux t_0 , c'est-à-dire

$$t_c + \Delta t_c = t_0 \quad (6.1)$$

ou bien

$$\Delta t_c = t_0 - t_c = r \quad (6.2)$$

où r est appelé le résidu. Δt_c peut être exprimé en fonction des paramètres du modèle qui sont le temps d'origine t_{or} , les coordonnées x, y, z de l'hypocentre, la vitesse v_j aux différents noeuds du modèle, et les corrections statiques sc introduites pour tenir compte des variations de vitesse hors de la grille de modélisation. Pour une observation, on obtient alors, après approximation linéaire :

$$\Delta t_{or} + \frac{\partial t}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial t}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial t}{\partial z} \Delta z + \sum_{j=1}^{nnoeuds} \frac{\partial t}{\partial v_j} \Delta v_j + \Delta sc = r. \quad (6.3)$$

On peut regrouper l'équation précédente pour toutes les observations (c'est-à-dire le nombre de capteurs n) dues à un événement i sous forme matricielle. Ainsi,

$$\mathbf{H}_i \Delta h_i + \mathbf{M}_i \Delta m = r_i \quad (6.4)$$

où r_i est de dimension $n \times 1$ et avec

\mathbf{H}_i : matrice des dérivées partielles de t par rapport à t_{or}, x, y, z ($n \times 4$)

Δh_i : vecteur Δt_{or} et $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ (4×1)

\mathbf{M}_i : matrice des dérivées partielles de t par rapport à v et sc ($n \times (nnoeuds + 1)$)

Δm : vecteur Δv_j et Δsc ($(nnoeuds + 1) \times 1$).

Le but de l'inversion est de déterminer Δh_i et Δm donnant le résidu r_i minimum.

Contraintes

Le premier type de contrainte apportée au modèle a pour but d'adoucir les variations spatiales de vitesse d'un noeud de la grille à un autre. On cherche à

éviter de cette façon les valeurs extrêmes aux noeuds faiblement résolus (où la couverture des rais est faible). Pour ce faire, on minimise la dérivée seconde de la vitesse par rapport à l'espace x, y, z . Le terme des dérivées secondes dans l'espace est pondéré par un facteur lagrangien λ dans l'équation à minimiser. On peut donc, en ajustant λ , accroître ou réduire l'importance de cette contrainte par rapport aux autres termes de la fonction.

On doit trouver une expression pour les dérivées de la vitesse afin de traduire de façon mathématique cette contrainte. Soit trois noeuds 1, 2 et 3 subissant une perturbation de vitesse, la dérivée seconde peut être écrite comme

$$\left(\frac{2}{d_{12}(d_{12} + d_{23})} \right) (v_{i-1} + \Delta v_{i-1}) - \left(\frac{2}{d_{12}d_{23}} \right) (v_i + \Delta v_i) \\ + \left(\frac{2}{d_{23}(d_{12} + d_{23})} \right) (v_{i+1} + \Delta v_{i+1})$$

où d est la distance entre les noeuds et i indique le i^e noeud de la grille. En utilisant $a_1 = 2/(d_{12}(d_{12} + d_{23}))$, $a_2 = 2/(d_{12}d_{23})$ et $a_3 = 2/(d_{23}(d_{12} + d_{23}))$, on peut récrire l'équation précédente comme

$$(a_1 v_{i-1} - a_2 v_i + a_3 v_{i+1}) + \begin{pmatrix} a_1 & -a_2 & a_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta v_{i-1} \\ \Delta v_i \\ \Delta v_{i+1} \end{pmatrix}. \quad (6.5)$$

On remarque que le premier terme de l'équation est constant à l'intérieur d'une itération. Il est possible d'exprimer cette équation sous forme matricielle en fonction du vecteur Δm contenant les vitesses aux différents noeuds et les corrections statiques des stations. Ainsi, en créant la matrice \mathbf{K} contenant les facteurs a et des zéros correspondant aux Δsc du vecteur Δm et en notant c les termes constants de la parenthèse de droite de l'équation (6.5), on obtient

$$c + [\mathbf{K}|0] \Delta m = c + \mathbf{K}' \Delta m \quad (6.6)$$

Block fait également état de la possibilité de contraindre le rapport v_s/v_p . En régularisant ce rapport et l'une des deux vitesses, par exemple v_s , on se trouve en quelque sorte à lier au modèle de v_s le modèle de v_p . Ainsi les structures majeures sont préservées d'un modèle à l'autre.

La deuxième contrainte est appliquée pour restreindre les valeurs de vitesses à l'intérieur d'un intervalle donné. Une pénalité linéaire $P(v)$, de pente A , fonction de la vitesse est calculée pour chaque noeud ainsi :

$$P(v) = \begin{cases} A(v - v_{max}) & \text{si } v > v_{max} \\ 0 & \text{si } v_{min} \leq v \leq v_{max} \\ A(v_{min} - v) & \text{si } v < v_{min} \end{cases} \quad (6.7)$$

Lorsque la vitesse calculée en un point sort de la fourchette choisie, la pénalité P est différente de zéro et sera d'autant plus élevée que la vitesse calculée est loin de la limite fixée. En fonction de la perturbation, la pénalité s'exprime comme

$$P(v_i + \Delta v_i)$$

ou

$$P(v_i) + \left(\frac{\partial P(v_i)}{\partial v_i} \right) \Delta v_i$$

et sous forme matricielle

$$\underline{p} + \partial \mathbf{P}' \Delta \mathbf{m}. \quad (6.8)$$

Les éléments du vecteur $\partial \mathbf{P}'$ multipliant les Δv dans $\Delta \mathbf{m}$ sont des 1, alors que les éléments multipliant les Δsc sont des 0. Comme la contrainte de régularisation, le terme de la pénalité est multiplié par un facteur lagrangien de pondération (γ).

Une dernière contrainte est appliquée pour tenir compte de la dualité temps d'origine-corrrection statique. La correction statique correspond à une constante que l'on attribue à chacune des stations à l'extérieur de la grille du modèle. Elle est appliquée car, étant donné que le modèle utilisé par Block est constitué d'une

grille à vitesse variable entouré d'un espace homogène à vitesse constante (voir figure 7.1, page 135), il faut pouvoir tenir compte des variations de vitesse qui peuvent exister à l'extérieur de la grille. En ajoutant une constante aux temps d'arrivée, on compense pour le délai dû à une variation de vitesse à l'extérieur de la grille qui sera toujours le même. Comme l'algorithme utilise en entrée les temps d'arrivée relatifs à chacun des capteurs, le temps d'origine t_{or} de l'événement n'est pas connu. Or, si les corrections statiques sont libres de varier à *toutes* les stations, le temps d'origine et les corrections statiques peuvent être décalés d'un même facteur arbitraire sans que les résidus ne changent. Pour palier à cette ambiguïté, Block impose que la somme des corrections statiques soit égale à zéro. Mathématiquement, pour $nsta$ capteurs, cela s'écrit :

$$\sum_{i=1}^{nsta} (sc_i + \Delta sc_i) = 0$$

ou, de manière équivalente, par

$$\sum_{i=1}^{nsta} \Delta sc_i = - \sum_{i=1}^{nsta} sc_i.$$

Sous forme matricielle, on obtient

$$[0|u|0]^T \Delta m = \underline{u}'^T \Delta m = -s \quad (6.9)$$

u est un vecteur contenant des 1 multipliant les Δsc contenus dans le vecteur Δm et des 0 multipliant les Δv .

Séparation des paramètres

La technique de séparation des paramètres (Pavlis et Booker, 1980) permet d'éliminer le premier terme de l'équation (6.4) et ainsi de n'inverser qu'une seule matrice. En décomposant la matrice \mathbf{H} par factorisation QR (Golub et Van Loan,

1996), on obtient une matrice \mathbf{T} par la transposée de laquelle on pré-multiplie l'équation (6.4). On obtient

$$\mathbf{T}_i^T \mathbf{M}_i \Delta m = \mathbf{T}_i^T r_i$$

ou

$$\mathbf{M}'_i \Delta m = r'_i.$$

La matrice \mathbf{T} est calculée pour chacun des événements et les matrices \mathbf{M}'_i ainsi que les vecteurs r'_i de chaque événement sont regroupés en une seule matrice et un seul vecteur. Cette opération permettra de trouver d'abord les Δv et Δsc contenus dans Δm .

Solution par les moindres carrés

La solution est trouvée en minimisant par moindres carrés la fonction comprenant les résidus des temps d'arrivée et les termes de contrainte exprimés selon

$$\begin{aligned} & (\mathbf{M}' \Delta m - r')^T (\mathbf{M}' \Delta m - r') + \lambda (c + \mathbf{K}' \Delta m)^T (c + \mathbf{K}' \Delta m) \\ & + \gamma (p + \partial \mathbf{P}' \Delta m)^T (p + \partial \mathbf{P}' \Delta m) + (u'^T \Delta m + s)^T (u'^T \Delta m + s). \end{aligned} \quad (6.10)$$

La solution est donnée par (Block, 1991)

$$\Delta m = \left(\underbrace{\mathbf{M}'^T \mathbf{M}' + \lambda \mathbf{K}'^T \mathbf{K}' + \gamma \partial \mathbf{P}'^T \partial \mathbf{P}' + u' u'^T}_{\mathbf{A}} \right)^{-1} (\mathbf{M}'^T r' + \lambda \mathbf{K}'^T c + \gamma \partial \mathbf{P}'^T p + u' s). \quad (6.11)$$

Relocalisation des hypocentres

Une fois les vitesses Δv et les corrections statiques Δsc déterminées, les coordonnées des hypocentres sont recalculées en minimisant la différence entre le premier

terme de l'équation (6.4) et les résidus « courants » (c'est-à-dire de l'itération en cours). Ainsi, la somme des carrés des nouveaux résidus est

$$\sum (\text{nouveaux résidus})^2 = (\mathbf{H}_i \Delta h_i - r_i)^T (\mathbf{H}_i \Delta h_i - r_i) \quad (6.12)$$

avec comme solution

$$\Delta h_i = (\mathbf{H}_i^T \mathbf{H}_i)^{-1} \mathbf{H}_i^T r_i. \quad (6.13)$$

Résolution des paramètres

La résolution est la mesure de l'acuité avec laquelle les paramètres du modèle sont déterminés lors de l'inversion. Block a défini la matrice de résolution \mathbf{R} comme

$$\hat{m}_{final} = \mathbf{R} m_{correct} \quad (6.14)$$

ou \hat{m}_{final} est la solution donnée par l'inversion et $m_{correct}$ est la solution « correcte » au sens des moindres carrés (en pratique, la solution « correcte » ne sera jamais la solution réelle à cause du bruit dans les données et de la non unicité de la solution). Si chacun des paramètres est déterminé de façon unique, alors \mathbf{R} sera une matrice identité. Block (1991) a décomposé Δm en $\hat{m}_{final} - \hat{m}_{final-1}$ pour obtenir l'expression suivante pour la résolution des vitesses et des corrections statiques

$$\mathbf{R} = \mathbf{A}^{-1} (\mathbf{M}'^T \mathbf{M}'). \quad (6.15)$$

Dans le cas des hypocentres, la matrice de résolution est égale à la matrice identité, car aucune contrainte n'est appliquée à l'équation (6.13).

6.3 Méthode « semi-automatique »

Ge et Kaiser (1990, 1992) ont développé une méthode semi-automatique de localisation des événements reliés aux coups de terrain dans les mines. Leur méthode

diffère des méthodes utilisées antérieurement en génie minier au Canada en ce qu'elle ne suppose pas que les arrivées enregistrées soient exclusivement dues à des ondes P. Les auteurs estiment que le mauvais pointage (une onde S de plus grande amplitude que l'onde P qui est interprétée comme une onde P) peut être dû au mécanisme générateur de l'onde, au trajet de propagation, au contenu en fréquence, aux caractéristiques d'atténuation du milieu, aux caractéristiques du récepteur ou à l'orientation du récepteur par rapport à l'onde incidente. Il est à noter que le développement de cette méthode est basé sur l'utilisation d'un équipement n'enregistrant qu'une seule composante de l'onde incidente et effectuant un pointage automatique.

Ge et Kaiser proposent une théorie pour l'interprétation de la nature physique des pointages (onde P ou S) sans connaître les formes d'onde. Par comparaison des temps d'arrivée et en se référant à la distance entre les capteurs, les auteurs déterminent si le pointage est dû à une onde P ou S. Sachant la nature de l'onde à chacun des capteurs, la position de l'hypocentre est calculée par triangulation en utilisant des vitesses v_p et v_s constantes et homogènes.

Limite théorique des différences de temps d'arrivée et identification des ondes S

Ge et Kaiser ont défini la limite théorique des temps d'arrivée (LTTA) comme la différence maximale possible entre deux temps d'arrivée à deux capteurs. Cette limite, fonction de la distance entre les capteurs et de la vitesse du milieu (décrits à la figure 6.1), est exprimée comme

$$\text{LTTA} = \frac{2c}{v} \geq |t_i - t_j|. \quad (6.16)$$

Cette limite sert à effectuer le classement des événements selon leur nature. Si, pour un modèle homogène à vitesse v_p constante, la différence de temps à deux capteurs est supérieure à cette limite, on examinera la possibilité que l'un des deux

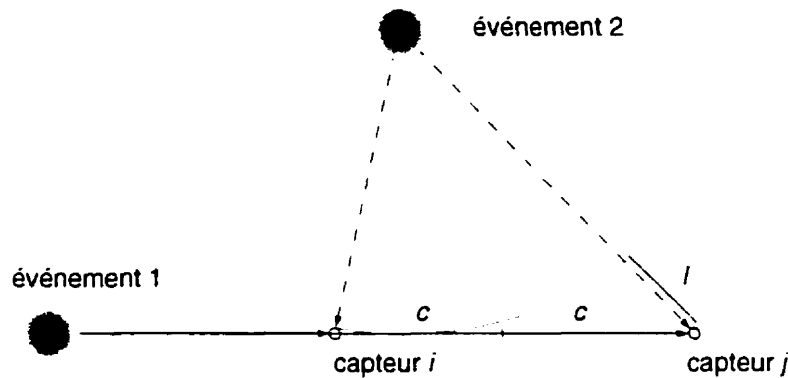


Figure 6.1: Limite théorique entre les différences de temps d'arrivée. Dans le cas où on enregistre seulement des ondes P, la différence entre les temps d'arrivée de l'événement 1 est nécessairement plus grande que pour l'événement 2, la distance $2c$ étant plus grande que l .

pointés soit une onde S. En effet, les ondes S se propageant à plus faibles vitesses mettront plus de temps avant d'être captées.

Résidus

Les auteurs ont défini le résidu de canal γ_i comme

$$\gamma_i = t_i - tc_i \quad (6.17)$$

où t_i est l'arrivée enregistrée et tc_i est l'arrivée calculée pour le i^e capteur. L'arrivée calculée est définie comme $tc_i = t + tt_i$ avec t étant l'origine et tt_i étant le temps de parcours jusqu'au i^e capteur. Comme cette dernière expression comporte deux inconnues, t doit être évalué par moindres carrés sur les n stations. On trouve finalement pour le résidu de canal

$$\gamma_i = t_i = tt_i - \frac{\sum t_i}{n} + \frac{\sum tt_i}{n}. \quad (6.18)$$

Si le résidu de canal est de signe positif, la vitesse attribuée à ce canal est trop élevée et on considère alors que l'arrivée est due à une onde S. Une fois que la

nature de l'onde mesurée est déterminée, la position de l'hypocentre est calculée par triangulation en utilisant une vitesse v_p et une vitesse v_s constante.

6.4 Méthode à un capteur

Parallèlement aux méthodes de localisation à plusieurs capteurs uniaxiaux, il existe des méthodes à un seul capteur triaxial, généralement utilisées pour localiser les sources profondes. Ces méthodes sont basées sur l'évaluation de l'angle d'incidence de l'onde P ainsi que sur la mesure du délai entre l'onde P et l'onde S.

Moriya *et al.* (1994) proposent une méthode de localisation *relative*, basée sur l'étude de « doublets » acoustiques. Le doublet acoustique est défini comme une paire d'émissions acoustiques présentant une même forme d'onde et provenant d'une même fissure, mais à des temps différents. Cette localisation est relative car elle localise une source par rapport à l'autre. On doit donc au départ connaître la position d'une source.

Évaluation du délai entre P et S

La distance relative entre deux événements (figure 6.2) est égale à

$$\Delta L = \frac{\Delta s - \Delta p}{\frac{1}{v_s} - \frac{1}{v_p}} \quad (6.19)$$

où Δp et Δs sont respectivement la différence entre les temps d'arrivée de l'onde P ($\Delta p = t_{pa} - t_{pb}$) et de l'onde S ($\Delta s = t_{sa} - t_{sb}$) pour deux événements *a* et *b*. Δp et Δs sont estimés par l'observation des corrélations croisées (figure 6.3) des spectres de $p(t)$, $sh(t)$ et $sv(t)$ (obtenus des composantes $x(t)$, $y(t)$ et $z(t)$ mesurées). Pour chacune des composantes, la cohérence et le délai sont mis en graphique en fonction de la fréquence, ce qui permet de déterminer le délai associé à la cohérence la plus élevée.

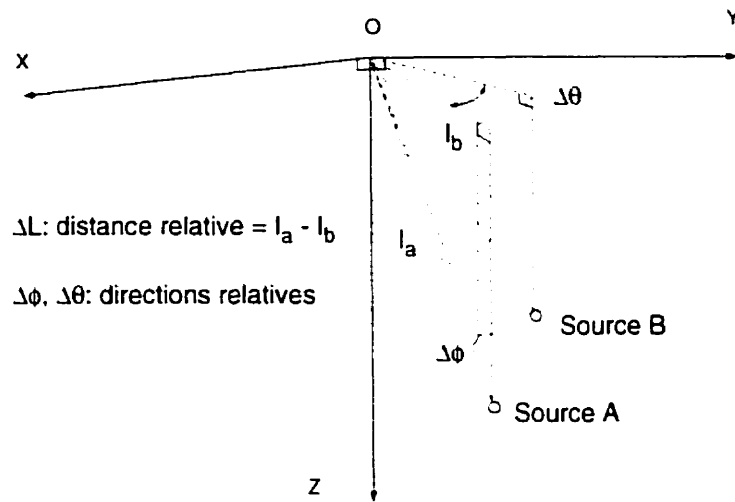


Figure 6.2: Schéma illustrant les paramètres de la méthode de Moriya *et al.* (1994).

Estimation de la direction relative

La direction relative de l'onde P est obtenue de la matrice spectrale définie comme

$$S_p(f) = \begin{pmatrix} S_{xx}(f) & S_{xy}(f) & S_{xz}(f) \\ S_{yx}(f) & S_{yy}(f) & S_{yz}(f) \\ S_{zx}(f) & S_{zy}(f) & S_{zz}(f) \end{pmatrix}. \quad (6.20)$$

Moriya *et al.* (1990) ont démontré que le premier vecteur propre de la matrice spectrale donne la direction de l'onde P incidente. Connaissant cette direction, ΔL , $\Delta\phi$ et $\Delta\theta$, il est possible de retrouver la source B par rapport à la source A.

6.5 Conclusion

Un avantage déterminant de l'inversion conjointe décrite à la section 6.2 est le calcul des paramètres de l'hypocentre *et* du modèle de vitesse du milieu. Les vitesses sismiques sont fonction des propriétés mécaniques du milieu (§ 2.2), et une image de la distribution spatiale de ces vitesses est le reflet de la distribution de

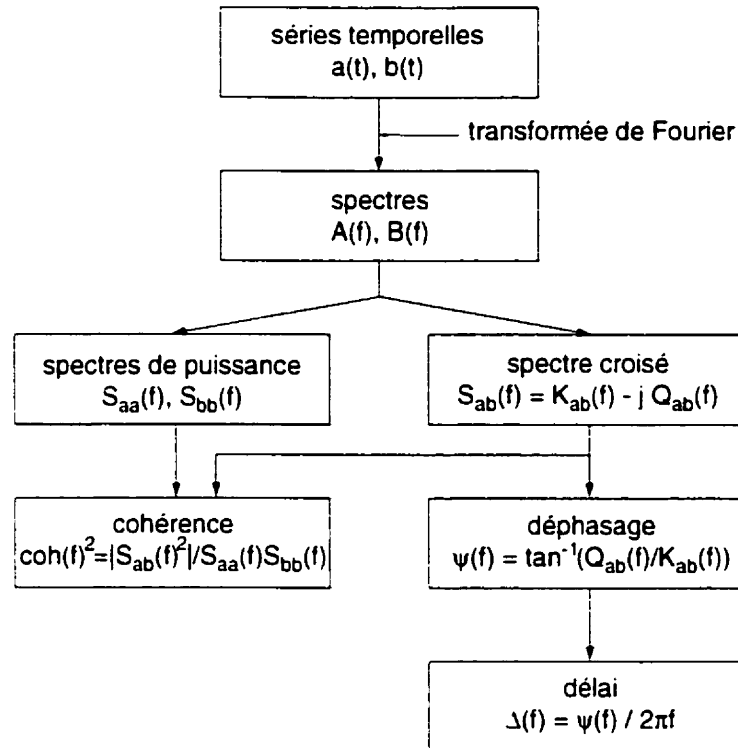


Figure 6.3: Diagramme synthétisant l'analyse des spectres croisés (d'après Moriya et al. (1994)).

ces propriétés mécaniques. L'inversion conjointe a donc été retenue car elle permet à la méthode d'auscultation de poser un diagnostic plus complet. Ses performances dans un contexte de barrage seront évaluées au chapitre 8. Auparavant, on se penche sur certaines considérations relatives à la modélisation des temps d'arrivée, étape essentielle de l'inversion.

CHAPITRE 7

MODÉLISATION NUMÉRIQUE DE LA PROPAGATION DES ONDES SISMQUES

7.1 Introduction

La propagation des ondes sismiques peut être modélisée de façon simple si on considère que la fréquence de l'onde tend vers l'infini : le rai sismique constitue alors la représentation de la trajectoire de l'onde. Cependant, l'approximation de fréquence infinie s'avère dans certains cas limitative. Vasco *et al.* (1995) présentent une étude comparative illustrant les performances de méthode d'inversion tomographiques basées sur (1) l'approximation du rai sismique, (2) la méthode dite *wavepath* basée sur l'équation d'onde et l'approximation de Born, et (3) la méthode dite des volumes de Fresnel¹. Les méthodes (2) et (3) incorporent à différents degrés le contenu fréquentiel dans la formulation, et restituent des tomogrammes globalement plus lisses et comportant moins d'artefacts que la méthode (1). Cependant, ces méthodes, et particulièrement la méthode (2), requièrent une connaissance complète (partielle pour la méthode (3)) de la forme de l'onde, et demandent davantage

¹Le volume de Fresnel est défini à partir du temps de parcours d'une onde à fréquence dominante donnée (Červený et Soares, 1992).

de puissance de calcul, ce qui limite leur utilisation pour l'inversion. La rapidité relative et la disponibilité des programmes de modélisation par tracé des rais nous a poussé à utiliser une méthode de ce type.

Pour le géophysicien, les barrages présentent deux caractéristiques importantes : la géométrie de la structure est connue et les contrastes de vitesse sismique sont très nets entre le béton, l'eau et l'air. On verra que ces caractéristiques peuvent avoir une incidence sur la façon de modéliser la propagation des ondes sismiques dans le milieu.

7.2 Revue des méthodes de tracé des rais

7.2.1 Modélisation par inflexion des rais

La méthode d'inversion de Block repose sur la comparaison entre les temps d'arrivée mesurés et des temps d'arrivée calculés. La méthode d'inflexion des rais de Um et Thurber (1987) a été choisie par Block pour modéliser les temps d'arrivée. Selon cette méthode, le sol est représenté par une grille de points rectangulaire tridimensionnelle (figure 7.1). À chaque point est associé une vitesse v_p et une vitesse v_s . Les vitesses P et S en un point (x, y, z) quelconque sont déterminées par interpolation linéaire.

Inflexion des rais

L'équation d'onde (éq. (2.10) ou (2.11)) stipule qu'une onde se propageant dans une zone comportant un gradient de vitesse voit sa direction de propagation s'infléchir. La direction d'inflexion est normale au rai, et son amplitude est proportionnelle à la composante du gradient normale au rai. Connaissant les variations spatiales de la vitesse au sein du milieu, il est donc possible de tracer les rais sismiques. Une façon de procéder consiste à minimiser le temps de propagation entre le point de

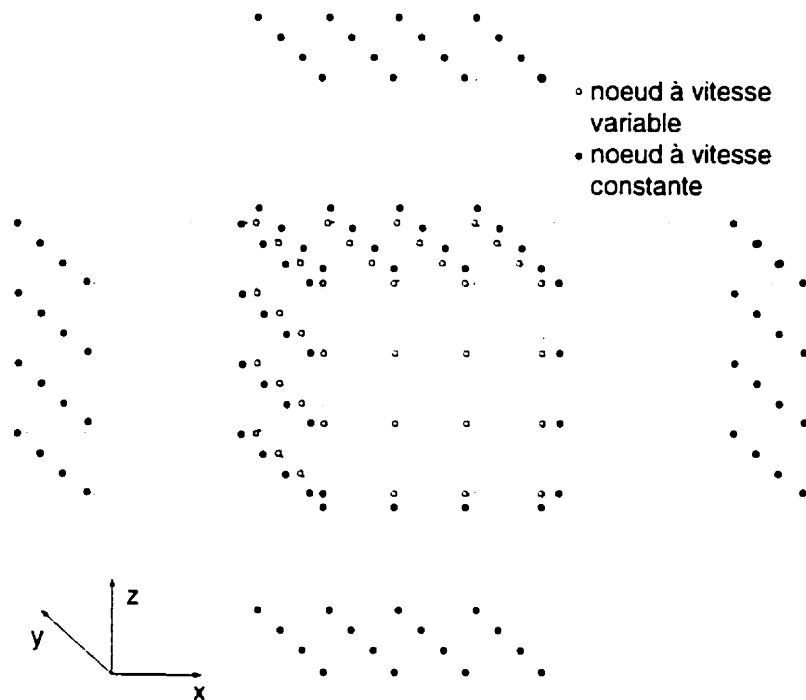


Figure 7.1: Grille servant à représenter la distribution des vitesses dans le sol pour la modélisation par inflexion des rais.

départ et le point d'arrivée d'un rai, cela en infléchissant le rai selon les gradients de vitesse le long de sa trajectoire.

Concrètement, l'algorithme de modélisation débute avec un rai partant à la source et se terminant au capteur. Ce rai est scindée en deux segments de longueurs égales pour calculer une première inflexion. On trouve par minimisation une première estimation du temps de parcours. Par la suite, on double le nombre de segments et on recalcule une inflexion et un temps de parcours. Si la différence entre ce temps de parcours et le précédent est inférieure à une valeur fixée au préalable, le processus est arrêté. Sinon, on double à nouveau le nombre de segments.

Block a modifié cet algorithme pour obtenir une meilleur convergence dans les zones à faible gradient de vitesse ainsi que dans les zones à très fort gradient. Essentiellement, elle force le programme à diviser la trajectoire en un certain nombre

de segments d'une longueur donnée pour ainsi éviter une convergence prématurée.

7.2.2 Modélisation par la méthode des tirs

Une autre approche consiste *grosso modo* à simuler un tir en éventail de plusieurs rais et à suivre ces rais jusqu'aux récepteurs. Cette méthode a été exploitée entre autres par Červený *et al.* (1988) et Aki et Richards (1980).

Selon la méthode de Červený *et al.* (1988), la modélisation d'un rai se fait en évaluant les coordonnées du rai au fur et à mesure de sa progression. Le rai est représenté par une variable indépendante σ , fonction du temps de parcours T , de la trajectoire s et de la vitesse v , tel que

$$\sigma = \sigma_0 + \int_{T_0}^T v^{\text{NEXPS}} dT = \sigma_0 + \int_{s_0}^s v^{\text{NEXPS}-1} ds. \quad (7.1)$$

La variable NEXPS est un entier fixé au préalable. Cette expression peut se résumer à un système à six équations différentielles du premier ordre (en coordonnées cartésiennes) :

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx^i}{d\sigma} &= v^{2-\text{NEXPS}} p_i, \\ \frac{dp_i}{d\sigma} &= v^{2-\text{NEXPS}} - v^{-3} \frac{\partial v}{\partial x^i} \end{aligned} \right\} \quad \text{pour } i = 1, 2, 3. \quad (7.2)$$

Selon ce système, x^i sont les coordonnées d'un point le long du rai, et $p_i = \partial T / \partial x^i$.

Une fois ce système résolu, on peut obtenir le temps de parcours par

$$T = T_0 + \int_{\sigma_0}^{\sigma} v^{-\text{NEXPS}} d\sigma. \quad (7.3)$$

Une limite importante de cette méthode est que rien ne garantit que le rai se rende au récepteur. En effet, dans les milieux fortement contrastés, les zones à faibles vitesses sont souvent sous échantillonnées. La couverture étant moindre dans de telles zones, un récepteur s'y trouvant encoure le risque de ne pas être atteint par un des rais tirés. Par contre, la méthode des tirs est précise. D'après L.

Klimeš (communication personnelle), la précision est principalement fixée par les paramètres de l'intégration numérique de l'équation (7.3).

7.2.3 Modélisation par méthode des graphes

Moser (1991) a présenté une méthode basée sur le principe de Huygens et la théorie des graphes pour modéliser le parcours et le temps de propagation d'un front d'onde dans un milieu hétérogène. Le sol est représenté par un réseau de noeuds reliés entre eux par une « distance » proportionnelle au temps de parcours de l'onde sismique le long de cette connexion. On cherche ainsi le chemin par lequel le temps de parcours est le plus court, à l'instar du cas classique du voyageur de commerce qui cherche la route la plus courte d'une ville à l'autre le long de son trajet devant couvrir un nombre déterminé de villes. Le principe de Fermat (§ 2.2.2.2, p. 33) permet de conclure que la trajectoire du temps de parcours minimum représente le rai sismique.

La méthode consiste à calculer d'abord le temps de parcours à partir du point source vers les noeuds avoisinants définis selon un patron prédéterminé (figure 7.2). On se sert ensuite du principe de Huygens pour utiliser le noeud au temps de parcours le moindre comme une deuxième source. Le calcul est recommencé avec la deuxième source, en excluant la première, et tous les points où le nouveau temps de parcours est inférieur au temps précédemment calculé sont mis à jour. Par ailleurs, on enregistre la source « parent » à chaque nouvelle source de façon à pouvoir retracer la trajectoire du rai.

De façon à réduire l'effort de calcul, des patrons prédéterminés peuvent être mis en place pour éviter de calculer le temps de parcours à des points quasi-redondants (Matarese, 1993). La figure 7.3 montre comment sont élagués les patrons de façon à obtenir une couverture angulaire plus homogène.

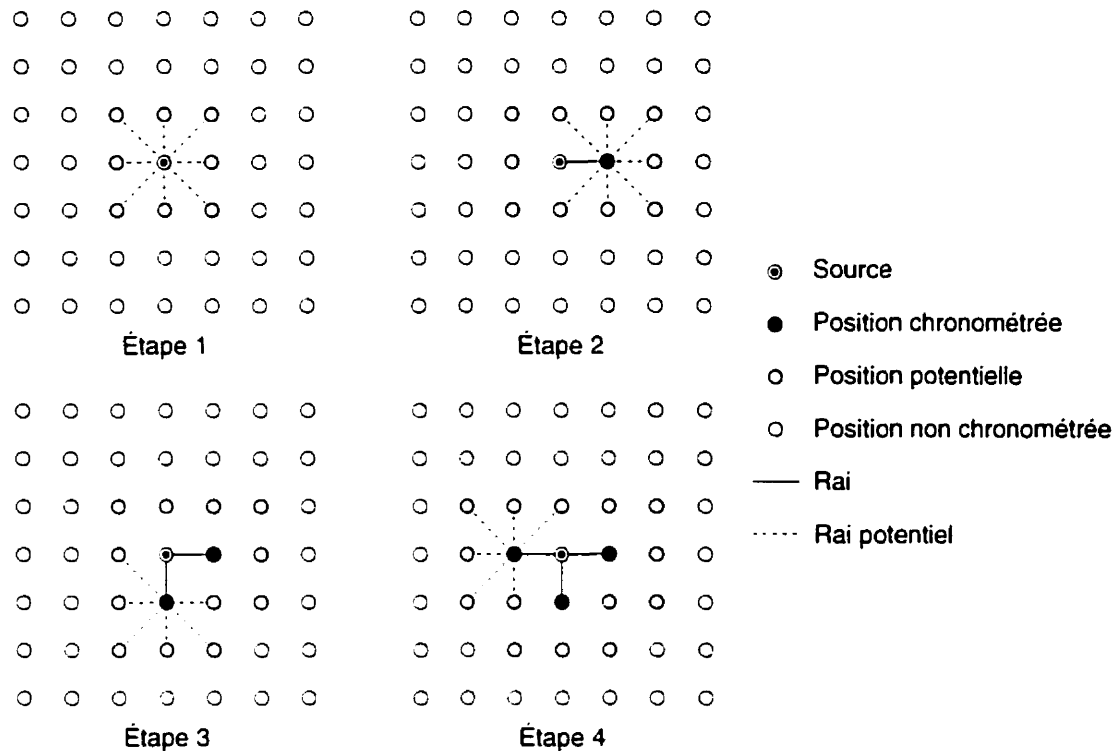


Figure 7.2: Étapes suivies au cours de la modélisation par la méthode des graphes avec un patron d'ordre 2 (d'après Matarese (1993)).

Lorsque les grilles comportent un nombre élevé de noeuds, l'étape de la recherche du noeud au temps minimum s'avère longue. Moser (1991) a proposé de classer les sources potentielles par *heap sorting* de façon à ce que le noeud au temps minimum se retrouve toujours en tête de classement et que les noeuds plus « rapides » suivent dans la pile. L'algorithme *heap sort* est décrit en annexe A.3. Cette méthode de classement a été revue par Cheng et House (1996) qui ont démontré que le classement par l'algorithme *quick sort* est plus rapide que l'algorithme *heap sort*. Cependant, étant donné la disponibilité du code fonctionnant par *heap sorting*, cette dernière méthode a été retenue.

Le désavantage principal de la modélisation par la méthode des graphes est qu'elle force le rai à suivre une trajectoire discrète, commandée par la disponibilité et la densité des noeuds du maillage. Par contre, les temps de parcours sont calculés

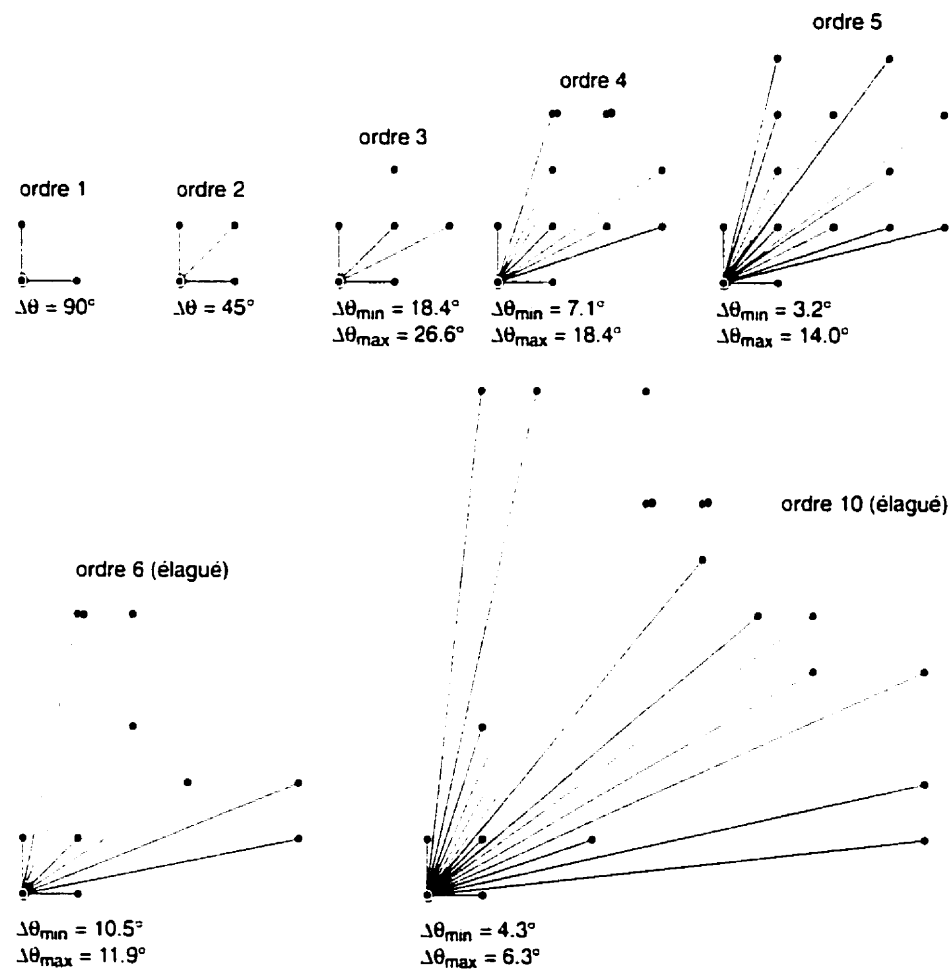


Figure 7.3: Exemple du cadran supérieur droit de patrons 2D normaux (ordre 1 à 5) et élagués (ordre 6 et 10). On remarque que θ_{\min} et θ_{\max} sont plus rapprochés pour les patrons élagués, et que ceux-ci comportent moins de noeuds (d'après Matarese (1993)).

pour l'ensemble des noeuds du modèle. Ceci garantit que les rais pourront être modélisés.

7.2.4 Autres méthodes

Parmi les méthodes qui n'ont pas été mentionnées jusqu'à présent, on compte les méthodes par différences finies (DF) et la méthode dite de construction de front d'onde. À l'instar de la méthode des graphes, ces méthodes calculent les temps de propagations à tous les noeuds d'une grille régulière.

Leidenfrost *et al.* (1999) ont publié une étude comparant six méthodes incluant différentes implémentations de la méthode par DF, la méthode des graphes (telle qu'implémentée par Klimeš et Kvasnička (1994)), la méthode de construction de front d'onde et une méthode combinant Runge-Kutta et DF. D'après leurs résultats, les méthodes par DF sont rapides et précises pour des modèles simples, mais perdent en précision lorsque des contrastes de vitesse supérieurs à $1/\sqrt{2}$ sont rencontrés. Pour des modèles complexes, les méthodes de construction de front d'onde et des graphes sont plus précises quoique plus longues à exécuter. Pour le modèle complexe étudié par Leidenfrost *et al.* (1999), la méthode des graphes est de $1\frac{1}{2}$ à deux fois plus précise que la méthode par construction de front d'onde, mais trois fois plus longue à exécuter.

7.3 Choix de la routine de modélisation pour l'algorithme d'inversion

L'utilisation du programme d'inversion de Block (1991) a permis de faire ressortir la faiblesse de sa routine de modélisation par inflexion des rais. L'expérience montre que la routine parvient mal à modéliser les rais en bordure de la grille. Par ailleurs, deux critères déterminent si un événement doit être rejeté lors du calcul de

l'inversion. Le premier est un résidu trop élevé. Le second est l'incapacité à modéliser un ou plusieurs rais de cet événement. Ainsi, le programme d'inversion rejette pour l'itération en cours l'événement pour lequel ce rai ou ces rais sont absents. Comme la mise à jour de la position de l'hypocentre de cet événement ne peut être faite, le programme rejette l'événement aux itérations suivantes, ce qui fait que le nombre d'événements utilisés diminue d'itération en itération. Ceci a la fâcheuse conséquence de limiter le pouvoir de résolution du programme.

Plutôt que d'accroître le nombre de noeuds en bordure de la grille pour s'assurer du calcul des rais – et ainsi accroître le temps de calcul et l'espace mémoire requis – on cherche une méthode de modélisation garantissant le calcul du temps de parcours et de la trajectoire pour tous les événements. Parmi les méthodes revues et dont le code était accessible au moment d'entreprendre ces travaux, seule la méthode des graphes (Moser, 1991) telle que programmée en C par Matarese (1993) le permet. Elle a été choisie pour la modélisation des temps d'arrivée de l'onde sismique.

Il apparaît important de savoir avec quelle précision cette routine permet de modéliser les temps d'arrivée, spécialement avec la densité de noeuds retenue pour l'inversion. Auparavant, une courte description des problèmes encourus avec la routine par inflexion des rais est présentée, afin de justifier son remplacement.

7.3.1 Problèmes encourus avec la méthode d'inflexion des rais

Un court programme a été écrit pour tester la routine FORTRAN `minima` de Block. Un modèle de vitesse homogène de $10 \times 15 \times 13$ noeuds présentant une géométrie simplifiée de barrage a été utilisé pour le test. Le nombre de noeuds est ici dicté par le nombre de noeuds admis par le programme d'inversion pour une utilisation acceptable de mémoire vive ; le programme d'inversion requiert 99 Mb pour une grille de $19 \times 19 \times 19$, 12 capteurs et un nombre maximal de 200

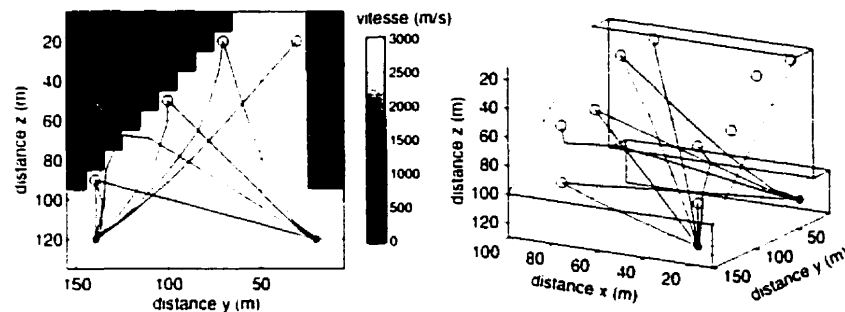


Figure 7.4: Résultats de deux modélisations avec la routine d'inflexion des rais minima. Les étoiles représentent les sources et les cercles les récepteurs. Sur la figure de gauche, les récepteurs sont superposés, ce qui fait que plus de deux rais peuvent converger vers un seul cercle.

événements. Dans un autre ordre de grandeur, une grille de $100 \times 100 \times 100$ par exemple entraînerait des besoins en mémoire trop grand pour être comblés (au moment où ces tests ont été réalisés), bien qu'elle soit susceptible de permettre une modélisation plus précise. On note également que le langage FORTRAN (fortran77) ne permet pas d'allouer la mémoire de façon dynamique. Ceci fait que même si on utilise moins de paramètres que le programme ne le permet *a priori*, celui-ci est compilé pour un nombre fixe et demande la mémoire pour ce nombre prédéterminé. On se trouve alors à gaspiller la mémoire.

Les résultats obtenus du test de minima sont présentés à la figure 7.4. On a utilisé deux sources à la base du barrage et dix capteurs, dont deux « dans les airs » pour suivre le comportement des rais à l'interface béton-air. Sur 20 rais, minima a pu n'en modéliser que 10. On remarque également que les rais ne sont pas rectilignes à l'intérieur du barrage, là où la vitesse est pourtant homogène. Ces résultats nous forcent à considérer l'utilisation d'une autre méthode de modélisation.

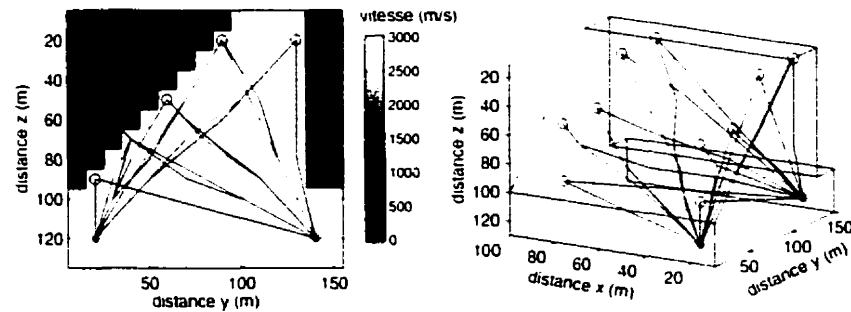


Figure 7.5: Résultats de deux modélisations avec la routine *dijkstra* modélisant la propagation de l'onde sismique par la méthode des graphes. Les étoiles représentent les sources et les cercles les récepteurs. Sur la figure de gauche, les récepteurs sont superposés, ce qui fait que plus de deux rais peuvent converger vers un seul cercle.

7.4 Validation de la routine par méthode des graphes

7.4.1 Trajectoires des rais sismiques

Le test décrit à la section 7.3.1 a été refait sur la routine *dijkstra* de Matarese (1993) modélisant la propagation de l'onde sismique par la méthode des graphes. Un patron d'ordre 5 a été utilisé ainsi qu'une grille de $10 \times 15 \times 13$ noeuds. D'un point de vue qualitatif, les résultats sont dans ce cas satisfaisants, comme le montre la figure 7.5. Les rais sont quasi rectilignes à l'intérieur du barrage et ont tous pu être modélisés. Évidemment, ces résultats peuvent être améliorés en utilisant un pas de grille plus fin.

7.4.2 Temps de parcours

Afin de s'assurer de la précision des temps de parcours restitués par *dijkstra*, il faut pouvoir compter sur un temps de parcours de référence pour faire la comparaison. Nous avons utilisé le programme CRT (Červený *et al.*, 1988) pour modéliser les temps d'arrivée de référence. Ce programme est basé sur la méthode des tirs introduite brièvement à la section 7.2.2. Comme on l'a mentionné dans cette section, la

précision des résultats obtenus de CRT est principalement fixée par les paramètres de l'intégration numérique de l'équation (7.3). Le choix de ces paramètres sera discuté plus loin.

D'un point de vue conceptuel, le programme CRT utilise des modèles de vitesse décrit par des *fonctions* spécifiant la distribution des paramètres du milieu (Červený *et al.*, 1988). Les propriétés sont donc continues (dérivées première et seconde) dans l'espace au sein de blocs constituant le modèle dans son ensemble. Les limites entre ces blocs représentent les interfaces géologiques ou structurales.

Deux modèles ont été utilisés pour la validation des temps d'arrivée. Dans les deux cas, le modèle prend la forme schématique d'un barrage de 20 m de haut, 26 m de large et 30 m de long. Le premier (nommé **barrage_g**) est constitué d'un béton présentant un gradient de vitesse vertical de 25 m/s m^{-1} . Ainsi, selon la définition des modèles de Červený, ce modèle comporte trois blocs : un premier représentant le béton, un deuxième pour la masse d'eau en amont et un dernier constituant l'air à la surface du barrage et de l'eau. Le deuxième (**barrage_h**) est identiquement constitué, à la différence que trois anomalies de basses vitesses (2500 m/s) y sont introduites. La figure 7.6 montre trois coupes permettant de visualiser ce modèle. Ces anomalies comportent une couche les enveloppant, de vitesse égale à 2700 m/s et de 25 cm d'épais. La taille de ces anomalies, incluant l'enveloppe à 2700 m/s, est relativement faible, variant *grosso modo* de $3 \times 1 \times 5 \text{ m}^3$ à $2 \times 4 \times 3 \text{ m}^3$.

Afin d'effectuer la modélisation par **dijkstra**, ces modèles ont dû être discrétisés. La routine **grid** du programme CRT a été utilisée pour ce faire. Les cinq pas d'échantillonnage suivants ont été retenus : 0.1, 0.2, 0.25, 0.5 et 1.0 m ; ceci afin d'étudier l'effet de la discrétisation sur les résultats. On montre à la figure 7.7 cinq coupes illustrant l'effet de ces échantillonnages sur la géométrie des anomalies. Comme on est en mesure de s'y attendre, on remarque que plus le pas augmente,

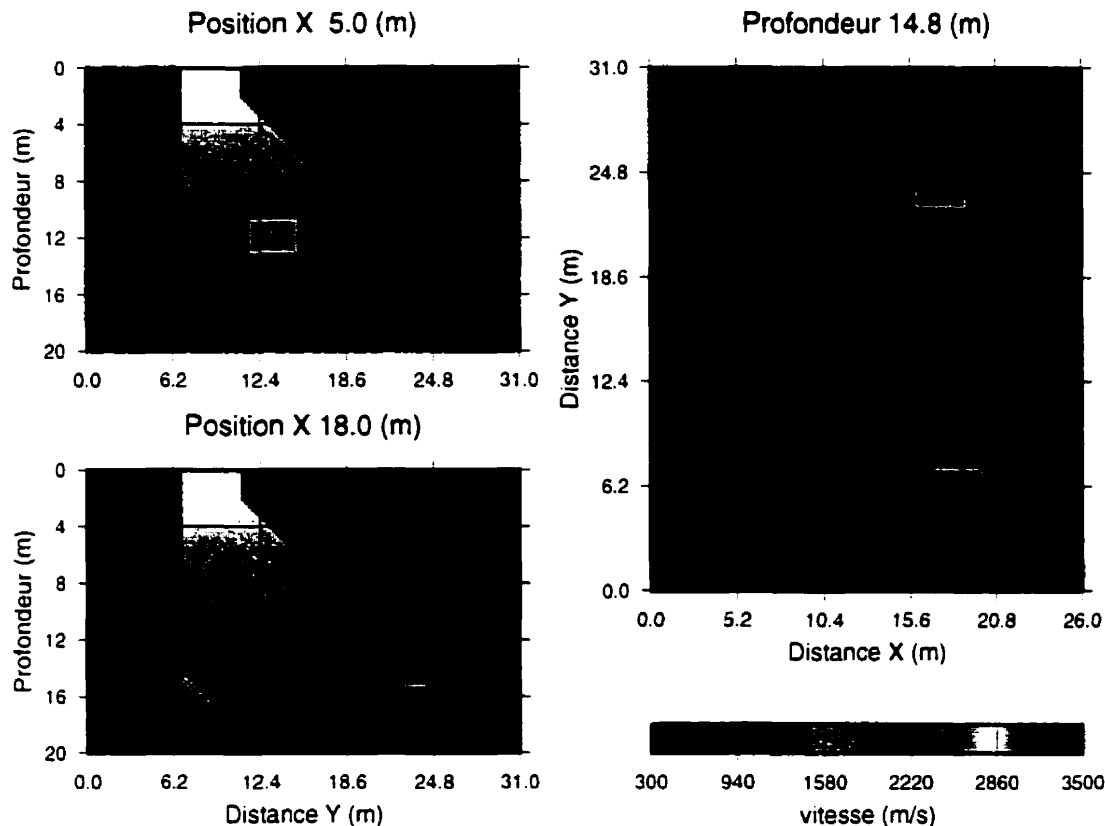


Figure 7.6: Trois coupes à travers le modèle barrage_h ayant servi à la modélisation par le programme CRT. Le modèle barrage_g est de même dimension, sans les anomalies de basses vitesses.

plus la qualité de la représentation diminue. En particulier pour les modèles à pas de 0.5 et 1.0 m, le pas est plus grand que la taille des anomalies à représenter (couche à 2700 m s de 25 cm).

Les modélisations réalisées pour effectuer la comparaison entre *dijkstra* et CRT comportaient un jeu de 110 événements (sources) et 100 capteurs. Il s'agit de la même configuration de sources et de capteurs qu'utilisée pour tester le programme d'inversion (§ 8.5). Les paramètres numériques utilisés par CRT sont décrits au tableau 7.1. Les modélisation effectuées avec *dijkstra* l'ont été avec un patron d'ordre 5.

Le taux de succès (le pourcentage de combinaisons source-récepteur modélisées)

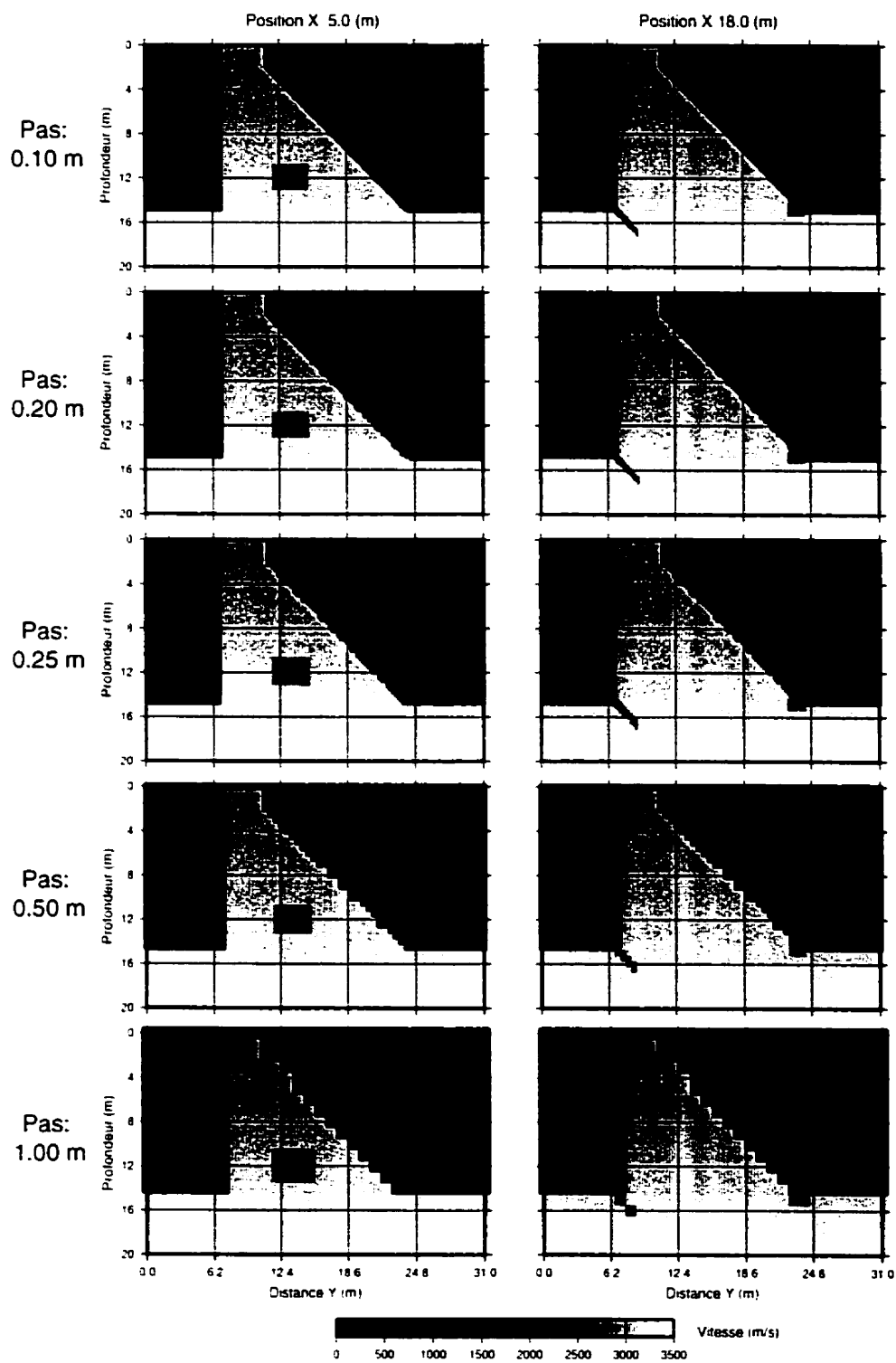


Figure 7.7: Effet de la discrétisation spatiale sur le modèle barrage_h, pour cinq pas de discrétisation différents.

Tableau 7.1: Paramètres numériques requis par CRT

Paramètre	Valeur	Description
STEP	10^{-4} s	Incrément initial de la variable indépendante σ pour l'intégration numérique (eq. (7.3)).
UEB	10^{-6} s	Limite supérieure sur l'erreur du temps d'arrivée lors d'une intégration numérique. Si le nombre de bisections NHLF est atteint avant que l'erreur ne soit inférieure à UEB, ce paramètre est momentanément doublé.
NHLF	10	Nombre maximal de bisections de l'incrément STEP permises lors d'une intégration.
Paramètres découlant de STEP et UEB, pour un temps d'arrivée TT moyen de 5 ms		
N	≈ 50	N vaut le temps de propagation TT divisé par l'incrément STEP
TTERR	$\approx 5 \times 10^{-5}$ s	TTERR vaut N fois la limite UEB

de CRT a été de 92.7% pour `barrage_g` et 75.3% pour `barrage_h`. Tel qu'attendu, ce taux est plus faible pour le modèle plus complexe. Les figures 7.8 et 7.9 résument les résultats. On remarque d'emblée que la précision de la routin `dijkstra` diminue lorsque la complexité du modèle augmente. Ces figures montrent également que le pas de discrétisation a une influence limitée sur la qualité des résultats, mais que cette influence se fait sentir davantage pour le modèle plus complexe. À ce sujet, il est important de noter que le modèle `barrage_h` discrétisé avec un pas élevé correspond moins bien au modèle continu. Vraisemblablement, la mauvaise correspondance entre les modèles occasionne une erreur, s'ajoutant par surcroît à l'erreur due à la discrétisation.

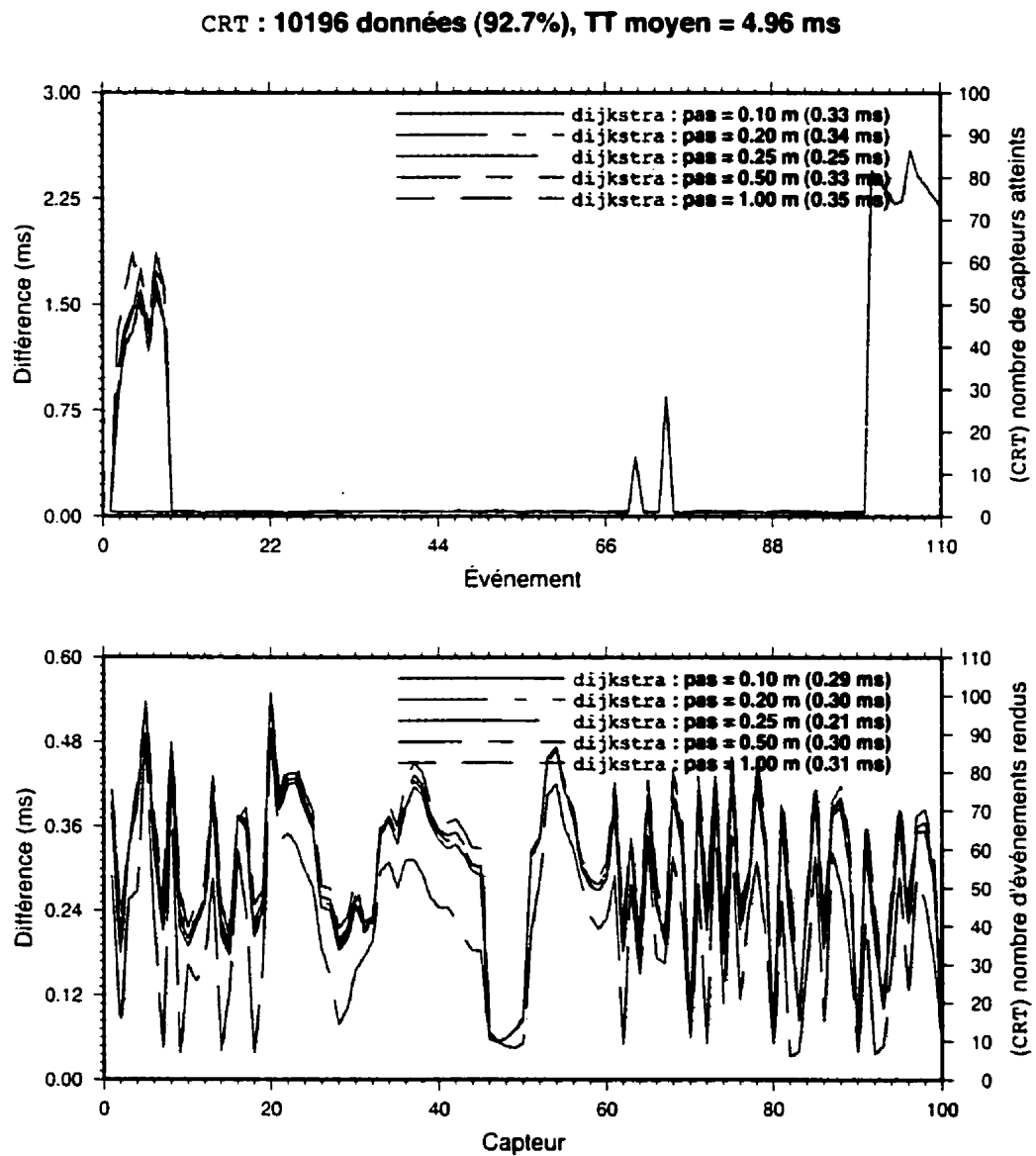


Figure 7.8: Erreur entre CRT et dijkstra pour cinq pas de discrétisation du modèle barrage_g. Les traits indiquent la différence de temps de parcours entre les deux méthodes. Les histogrammes indiquent, pour la figure du haut, le nombre de capteurs atteint par un rai pour chaque événement; et pour la figure du bas, le nombre de rais ayant atteint chaque capteurs.

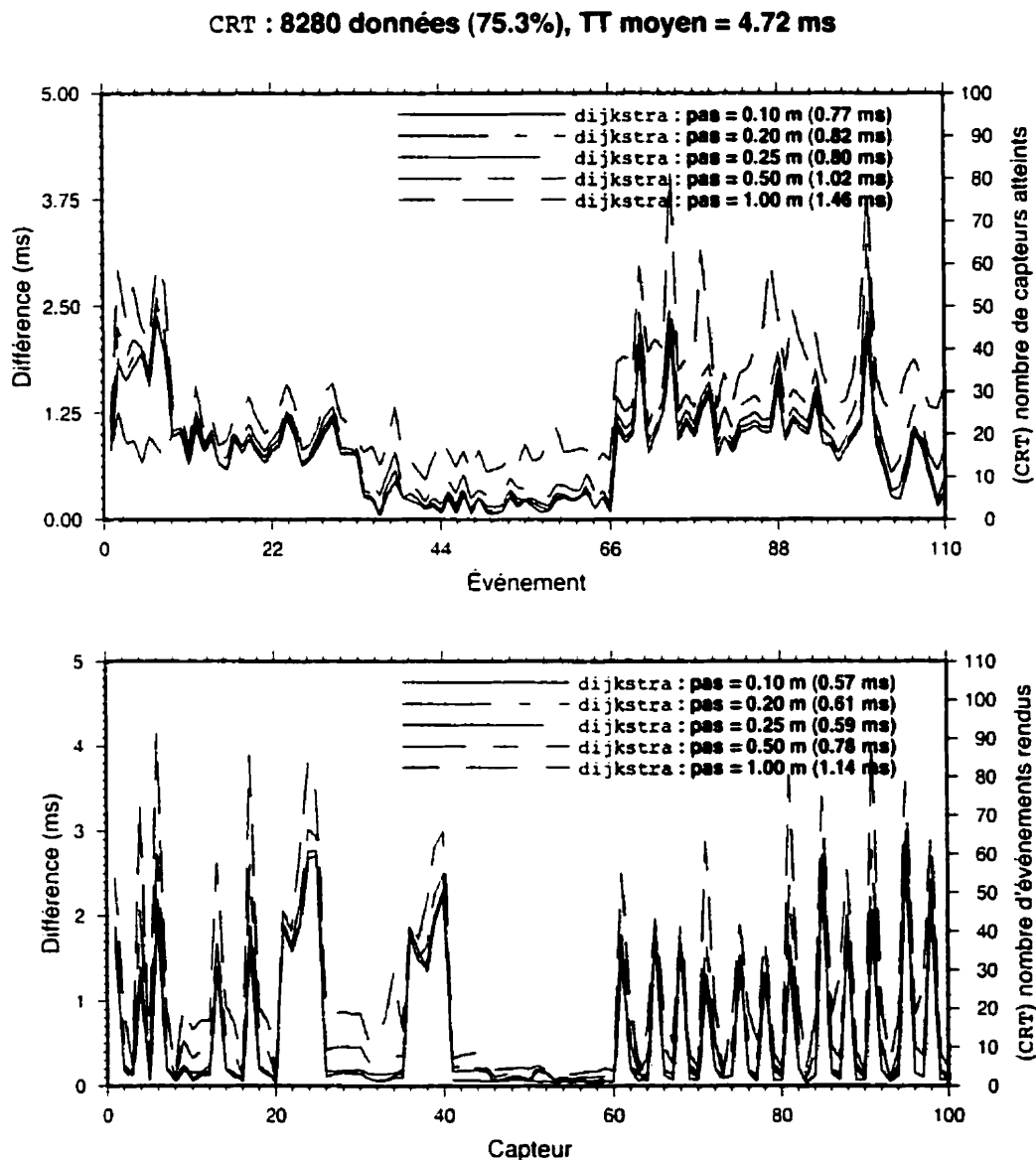


Figure 7.9: Erreur entre CRT et dijkstra pour cinq pas de discrétisation du modèle barrage_h. Les traits indiquent la différence de temps de parcours entre les deux méthodes. Les histogrammes indiquent, pour la figure du haut, le nombre de capteurs atteint par un rai pour chaque événement ; et pour la figure du bas, le nombre de rai ayant atteint chaque capteurs.

7.4.3 Dérivées partielles

7.4.3.1 Dérivée partielle $\partial t / \partial v$

L'utilisation de la routine **dijkstra** oblige à reconsidérer la façon dont est calculée la dérivée partielles $\partial t / \partial v$ nécessaire à l'inversion (équation (6.3)), par rapport à la façon développée par Block. Une nouvelle implémentation est ici présentée.

Reformulation du calcul de $\partial t / \partial v$

L'expression du temps de parcours t (*travel time*) d'un rai sismique entre deux points de l'espace, le long d'une trajectoire s , est décrite par l'intégrale curviligne

$$t = \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{v(\mathbf{x})} ds. \quad (7.4)$$

On cherche, au cours de l'inversion, à savoir comment une variation de la vitesse du milieu influence le temps de parcours, c.-à-d. on cherche $\partial t / \partial v$. À partir de l'équation (7.4) et du Principe de Fermat, on trouve (Dahlen et Tromp, 1998)

$$\frac{\partial t}{\partial v} = \int_{x_1}^{x_2} \frac{-1}{v^2(\mathbf{x})} ds. \quad (7.5)$$

Soit un modèle de vitesse discret représentant le sous-sol tel que celui de la figure 7.1. Le rai sismique modélisé est dans un tel cas approximé par une sommation de segments (long de Δs mis bouts à bouts). L'expression du temps t de parcours le long de n segments devient

$$t = \sum_{l=1}^n \frac{\Delta s}{v(x_l, y_l, z_l)}, \quad (7.6)$$

où $v(x_l, y_l, z_l)$ est la vitesse du milieu au centre du segment l .

On remarque deux différences fondamentales dans la façon dont la méthode des graphes (routine **dijkstra**) et la technique d'inflexion des rais (routine **minima**) traitent les rais sismiques. L'algorithme **minima** « découpe » la trajectoire en un

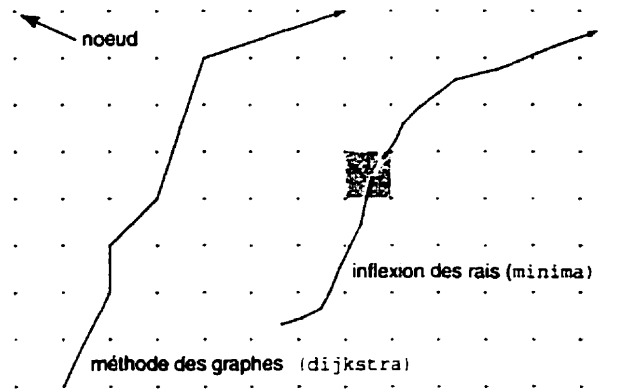


Figure 7.10: Représentation sur une grille 2D des méthodes des graphes et d'inflexion des rais. La méthode des graphes fait passer les rais directement sur les noeuds de la grille tandis que la technique d'inflexion utilise plusieurs petits segments passant entre les noeuds.

nombre déterminé de « petits » segments et fait passer ces segments entre les noeuds de la grille. La routine *dijkstra* fait coïncider les extrémités des segments avec les noeuds de la grille. De plus, si l'ordre du patron (§ 7.2.3) est élevé, le segment peut « traverser » plusieurs blocs de la grille. On peut ainsi obtenir des segments beaucoup plus long qu'avec la méthode par inflexion. On note cependant que la longueur est relative au pas de discrétisation - qui est prévu être plus faible pour la méthode des graphes.

Problème : Comment se traduit l'équation (7.5) pour la méthode des graphes ?

minima

Voyons d'abord la formulation de Block. La dérivée partielle discrète du temps de parcours par rapport à la vitesse du j^e noeud (équation (7.6)) dérivée par Block s'écrit

$$\frac{\partial t}{\partial v_j} = \sum_{l=1}^n \frac{-1}{v(x_l, y_l, z_l)^2} \frac{\partial v(x_l, y_l, z_l)}{\partial v_j} \Delta s. \quad (7.7)$$

Pour chaque segment, la dérivée partielle $\partial v(x_l, y_l, z_l)/\partial v_j$ est non nulle seulement aux points de la grille entourant le segment considéré. Sa valeur est donnée en dérivant l'expression suivante (pour le cas 3D)

$$v(x_l, y_l, z_l) = \sum_{i=1}^8 v_i \left(1 - \frac{|x_l - x_i|}{dx}\right) \left(1 - \frac{|y_l - y_i|}{dy}\right) \left(1 - \frac{|z_l - z_i|}{dz}\right) \quad (7.8)$$

qui est la sommation des contributions (pondérées par la distance) de la vitesse à chacun des huit noeuds englobant le point considéré. On trouve

$$\frac{\partial v(x_l, y_l, z_l)}{\partial v_j} = \left(1 - \frac{|x_l - x_j|}{dx}\right) \left(1 - \frac{|y_l - y_j|}{dy}\right) \left(1 - \frac{|z_l - z_j|}{dz}\right), \quad (7.9)$$

ce qui n'est ni plus ni moins que la « contribution » de ce noeud à la trajectoire du rai.

dijkstra

Si l'on veut procéder comme le fait *minima* avec les rais générés par la routine *dijkstra* de Matarese, on doit considérer que le segment n'est pas nécessairement entouré par huit noeuds. En effet, le nombre de noeuds entourant un segment est *a priori* inconnu, la longueur des segments variant le long du rai. De ce point de vue, le problème se complique considérablement.

Par contre, il est possible d'utiliser les résultats obtenus par *dijkstra*. La routine retourne un vecteur contenant le temps mis par le front d'onde pour se rendre à chaque noeud de la grille, ainsi qu'un second vecteur retraçant le parcours du rai de la source au récepteur. Connaissant la vitesse en chaque noeud et sachant que le rai passe par des noeuds j déterminés, on peut récrire l'équation (7.7) comme

$$\frac{\partial t}{\partial v_j} = \frac{-\Delta s}{v_j^2}. \quad (7.10)$$

Il reste alors à déterminer Δs . Une façon est de considérer les deux segments rattachés au noeud et d'attribuer la moyenne des deux au noeud en question. Une

autre serait de prendre une moyenne sur toute la longueur de la trajectoire. La première est plus facile à programmer. Elle se justifie également si l'on considère qu'une variation de vitesse à un point relié à de longs segments a plus d'influence sur la trajectoire du rai qu'une variation à un autre point où les segments sont plus courts.

7.4.3.2 Dérivée partielle $\partial t / \partial x$

La dérivée $\partial t / \partial x$ doit être calculée pour établir la correction de l'hypocentre (éq. (6.13), p. 127). La justesse de cette dérivée ainsi que de la dérivée $\partial t / \partial v$, obtenues par le tracé des rais avec `dijkstra` n'a pu être validée quantitativement à ce stade. Une version récente du logiciel CRT permet le calcul et la sauvegarde de ces dérivées. Il serait opportun de compléter cette vérification pour la poursuite des travaux. Ceci constitue d'ailleurs une des recommandations formulées à la fin de ce travail.

7.5 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent la supériorité de la méthode des graphes sur la méthode d'inflexion des rais pour la modélisation directe des temps d'arrivée et le tracé des rais sismiques. Les avantages sont la capacité de modéliser la totalité des rais et l'acuité de cette modélisation. On remarque par ailleurs que la routine `dijkstra`, écrite en C, permet l'allocation dynamique de la mémoire aux paramètres. Pour ces raisons, la réécriture en C du programme d'inversion a été entreprise en se basant sur la routine `dijkstra`. Ce programme est testé au chapitre suivant.

CHAPITRE 8

LOCALISATION DES ÉVÉNEMENTS PAR INVERSION CONJOINTE HYPOCENTRE-VITESSE DES TEMPS D'ARRIVÉE

8.1 Introduction

Dans ce chapitre, on évalue les performances du programme d'inversion proposé pour la localisation des hypocentres. On présente d'abord les modifications apportées à l'algorithme de Block (§ 6.2, p. 120). On explique ensuite comment ont été générées les données synthétiques utilisées pour tester le programme d'inversion. On expose les résultats obtenus de 120 inversions effectuées avec différentes conditions initiales, différentes configurations de capteurs et différents niveaux de bruit dans les données. Finalement, les conclusions relatives à l'utilisation du programme d'inversion sont présentées, ainsi que certaines modifications souhaitables pour son amélioration.

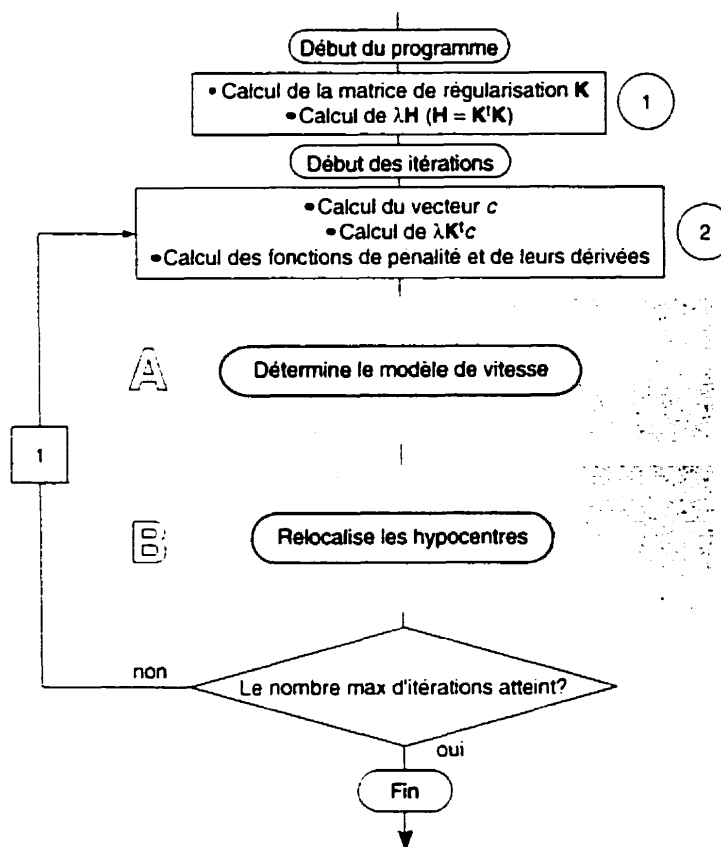


Figure 8.1: Organigramme décrivant l'algorithme retenu pour le programme d'inversion conjointe hypocentre-vitesse. Les parties A et B sont détaillées au figures 8.2 et 8.3. Les variables sont décrites à la section 6.2.

8.2 Modifications apportées à l'algorithme de Block

8.2.1 Modifications inhérentes à l'environnement des barrages

Le programme développé est basé sur le même algorithme que celui de Block (1991). Il est schématisé aux figures 8.1, 8.2 et 8.3. Cet algorithme comporte cinq boucles et sous-boucles principales. Pour chaque itération, on détermine d'abord les corrections de vitesse. On relocalise ensuite de façon itérative les hypocentres en corrigeant dans un premier temps les positions x et y ; et les positions x , y , z et le temps d'origine t_{or} dans un deuxième temps.

Dans cet algorithme, les corrections de vitesse sont appliquées à tous les noeuds

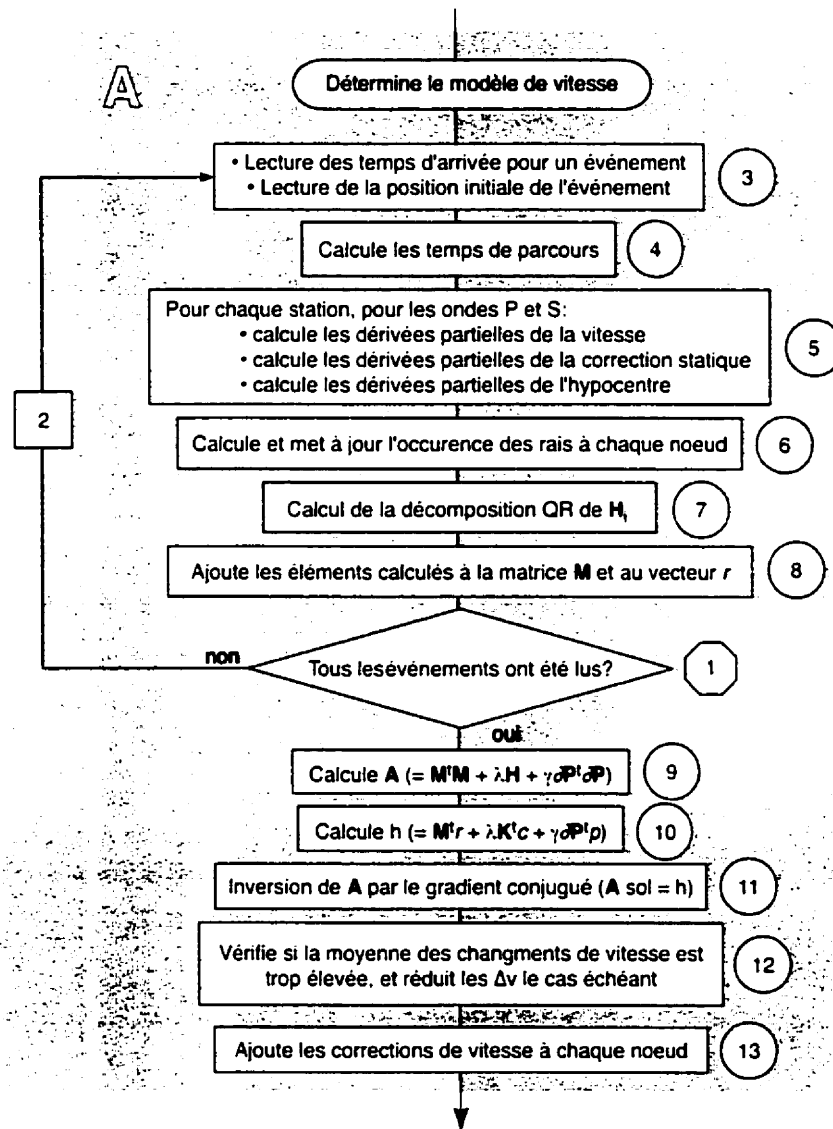


Figure 8.2: Organigramme de l'algorithme de détermination du modèle de vitesse (partie A de la figure 8.1). Les variables sont décrites à la section 6.2.

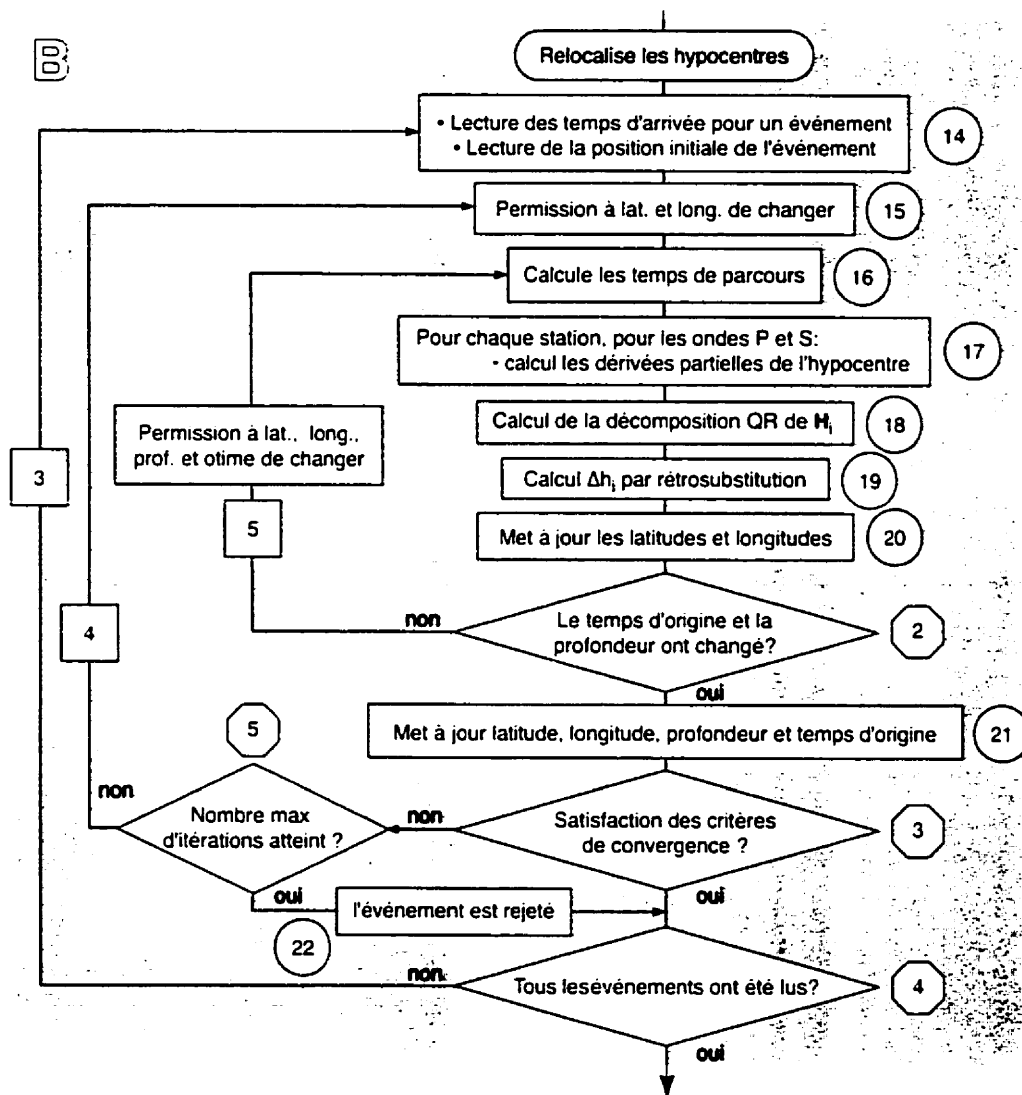


Figure 8.3: Organigramme de l'algorithme de relocalisation des hypocentres (partie B de la figure 8.1). Les variables sont décrites à la section 6.2.

et donc la vitesse est susceptible de varier à tous les noeuds de la grille. Dans la réalité, par contre, on sait que la vitesse de propagation des ondes sismiques est à peu près constante dans l'air et dans l'eau. Il apparaît alors superflu de calculer une correction de vitesse à des noeuds où on sait qu'elle doit demeurer constante, et qui sont de toute façon sans intérêt. On peut choisir de modifier la grille pour ne mailler que la structure de béton, ce qui complique considérablement la programmation de la routine de modélisation et qui ne permet d'ailleurs pas de modéliser la propagation de l'onde à l'extérieur du barrage. On peut aussi choisir de ne corriger la vitesse qu'à certains noeuds, où on décide qu'elle peut varier. On a plutôt retenu la deuxième façon, plus réaliste du point de vue physique et plus facile à implémenter. Cette correction constitue une première modification apportée à l'algorithme. Notons que ce faisant, on réduit le nombre d'inconnus du système à résoudre. On se trouve également à réduire non pas la taille des matrices à traiter, mais le nombre d'éléments qu'elles contiennent, ce qui permet de réduire la mémoire vive requise — celle-ci étant allouée de façon dynamique. D'un point de vue pratique, on introduit dans le programme une matrice d'inclusion de même dimension que la matrice des vitesses du milieu. Cette matrice est composée de zéros (noeud à ne pas corriger) et de uns (noeud à corriger). On peut ainsi assigner n'importe quelle géométrie aux noeuds que l'on souhaite corriger. Dans notre cas, cette géométrie prend la forme du modèle de barrage souhaité. De plus, le fait de connaître les limites du barrage permet de rejeter les événements relocalisés à l'extérieur de celui-ci. On évite alors les aberrations telles qu'une source située dans le réservoir ou dans l'air.

Une deuxième modification a été apportée à l'algorithme. Considérant que la distribution des vitesses à l'intérieur du barrage est *a priori* mieux connue que la position des hypocentres, la détermination des corrections sur les hypocentres pré-

cède le calcul des corrections du modèle de vitesse. Schématiquement, on intervertie les étapes A et B illustrées à la figure 8.1. On réduit de cette façon le biais introduit par une position erronée des hypocentres, dans le nouveau modèle de vitesse.

Finalement, une dernière modification à l'algorithme de Block est de ne considérer que les arrivées P, et non les arrivées P et S, pour l'inversion. Ceci car l'arrivée S est souvent susceptible de se superposer à l'arrivée P étant données les faibles distances parcourues par ces ondes sur un barrage (§ 2.5). Ce faisant, on limite l'information permettant de localiser l'hypocentre, mais on réduit le nombre de paramètres à résoudre car un seul modèle de vitesse doit être déterminé. Du point de vue temps de calcul, l'inversion des arrivées P seulement est aussi moins coûteuse. En effet, pour chaque calcul direct, une seule modélisation est requise au lieu de deux : et les modèles de vitesse à résoudre comportent deux fois moins d'inconnus.

8.2.2 Autres modifications

La mise à l'essai du programme d'inversion a permis de faire ressortir que l'étape de relocalisation des hypocentres schématisé à la figure 8.3 est très sensible aux critères de convergence imposés par l'utilisateur (octogone numéro 3 de la figure). Qui plus est, si un événement ne peut satisfaire ces critères de convergence à l'intérieur d'un nombre fixe d'itération, il est rejeté pour la suite des calculs (octogone numéro 5 sur la figure 8.3). Si on impose un critère de convergence trop souple, les résultats de l'inversion ne seront pas satisfaisants. À l'inverse, si les critères sont trop rigides, un nombre restreint d'événements localisés est obtenu. Pour palier à ce problème, un critère de convergence décroissant en fonction des itérations (boucle 1 de la figure 8.1) a été introduit dans le programme. Le critère de convergence prend la forme d'une fonction exponentielle décroissante. À la première itération, le critère est égal au critère final souhaité c_f , multiplié par un certain facteur f . Au

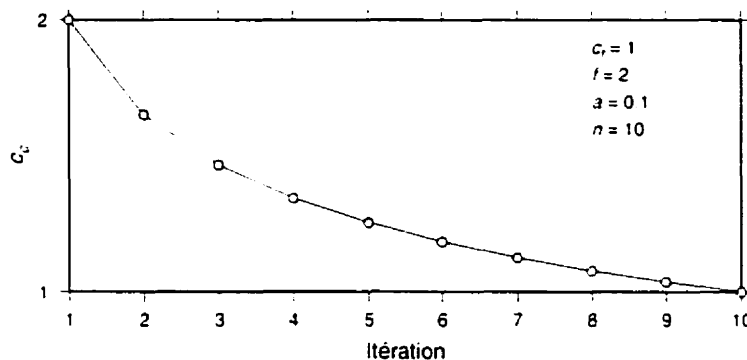


Figure 8.4: Illustration de la décroissance exponentielle du critère de convergence de relocalisation des hypocentres.

cours d'une itération i donnée, le critère courant c_c vaut

$$c_c = c_f \cdot f^{\frac{n^a}{n^a - 1}} \cdot \exp\left(-\frac{i^a \ln f}{n^a - 1}\right), \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (8.1)$$

où n est le nombre d'itérations. Un exemple est illustré à la figure 8.4.

Par ailleurs, comme la première relocalisation se fait avant la première correction du modèle de vitesse, les événements rejetés à la première itération ne sont pas relocalisés avec un modèle de vitesse corrigé. Une modification supplémentaire au programme d'inversion consiste à réintroduire à la deuxième itération les événements n'ayant pu être localisés à la première itération. On espère alors que le modèle de vitesse ajusté après la première itération permettra leur localisation lors de l'itération subséquente.

Finalement, une dernière modification touchant un critère de convergence a été implanté, cette fois-ci à l'étape de la correction du modèle de vitesse. Il s'agit de la tolérance imposée à l'inversion de la matrice \mathbf{A} par gradient conjugué (étape 11 en figure 8.2). Parker (1994) a développé un critère statistique pour déterminer la tolérance. Soit une variable aléatoire \mathbf{x} à partir de laquelle on extrait N échantillons pour constituer le vecteur \mathbf{X} . La norme de ce vecteur \mathbf{X} peut être définie par la

fonction de densité de probabilité de \mathbf{x}

$$E [\|\mathbf{X}\|] = \int_{\mathbb{E}^N} \|\mathbf{x}\| f(\mathbf{x}) d^N \mathbf{x}. \quad (8.2)$$

Le terme $E [\|\mathbf{X}\|]$ mesure la distance moyenne entre le modèle vrai et les observations. Parker propose d'utiliser cette mesure comme critère de tolérance définissant le degré d'ajustement raisonnable entre le modèle théorique et les données bruitées. Pour un bruit gaussien, l'expression (8.2) se réduit à la forme plus pratique suivante

$$E [\|\mathbf{X}\|] = \sigma N^{\frac{1}{2}} \left[1 - \frac{1}{4N} + \frac{1}{32N^2} + O(N^{-3}) \right] \quad (8.3)$$

où σ est la variance de \mathbf{X} . Ce critère a été implémenté comme une option dans le programme d'inversion.

8.3 Création des données synthétiques

Le modèle de vitesse utilisé pour le calcul des temps d'arrivée synthétiques est le même que celui utilisé pour la validation de la routine `dijkstra` (§ 7.4.2, p. 143). Les temps de parcours ont été modélisés avec `dijkstra`, en utilisant ce modèle discrétisé avec un pas de 0.25 m. Ce pas correspond au pas le plus fin modélisable¹.

Les sources sont concentrées autour des zones de « faiblesse » du modèle, c.-à-d. les zones de basses vitesses. Un total de 110 événements ont été modélisés, parmi lesquels 10 sont considérés comme des tirs de calibrage, donc avec des hypocentres connus et fixes. Ces tirs de calibrage sont utilisés pour mieux contraindre le modèle de vitesse. Ces dix événements ont été « tirés » dans le réservoir en amont, pour s'assurer que l'onde se propage à travers la structure, jusqu'aux capteurs situés en aval. La position des sources est illustrée à la figure 8.5.

Six configurations de capteurs ont été utilisées pour les simulations. Ces configurations, comportant entre 8 et 100 capteurs, sont représentées à la figure 8.6. Pour

¹Pentium II cadencé à 300 MHz sous Solaris 2.6, avec 256 Mb de mémoire vive.

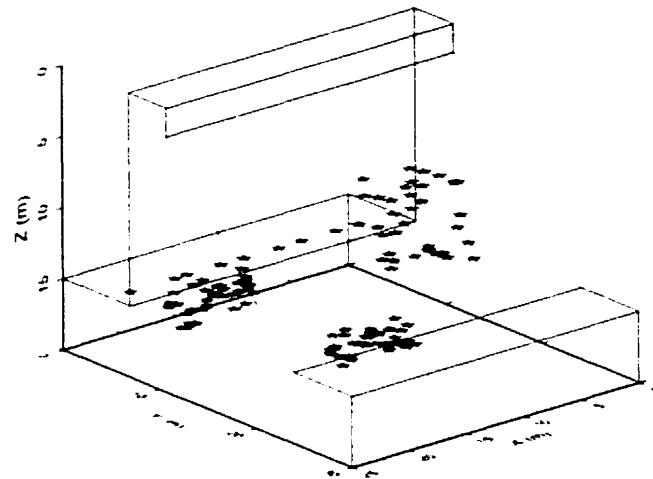


Figure 8.5: Position des sources pour la modélisation des données synthétiques.

une des deux configurations à 8 capteurs et les configurations à 12 et 20 capteurs, ceux-ci sont placés uniquement sur la crête et du côté aval de la structure. Des capteurs ont été positionnés dans le réservoir, du côté amont, pour les configurations à 50 et 100 récepteurs. Finalement, des capteurs sont situés sous le barrage, côté amont, pour la configuration à 100 capteurs et la deuxième configuration à huit capteurs (08b).

Pour chacune de ces configurations, des jeux de données bruitées additionnels ont été créés en ajoutant aux temps d'arrivée synthétiques des valeurs aléatoires distribuées uniformément. Les limites de l'erreur ajoutée sont de $\pm 0,1$ ms (2%, pour un temps d'arrivée moyen de 5.05 ms), $\pm 0,25$ ms (5%), $\pm 0,5$ ms (10%) et ± 1 ms (20%). À ce sujet, on remarque qu'une erreur supérieure à 0,25 ms sur les temps d'arrivée est peu vraisemblable, compte tenu de la fréquence d'échantillonnage élevée des systèmes d'acquisition (une fréquence de 20 kHz produit un pas d'échantillonnage de 0.05 ms). Également, deux jeux de données décimés ont été créés pour chaque jeu de données bruitées, afin de reproduire des conditions réelles de terrain. Le critère de décimation est de nature stochastique, et pondéré en fonc-

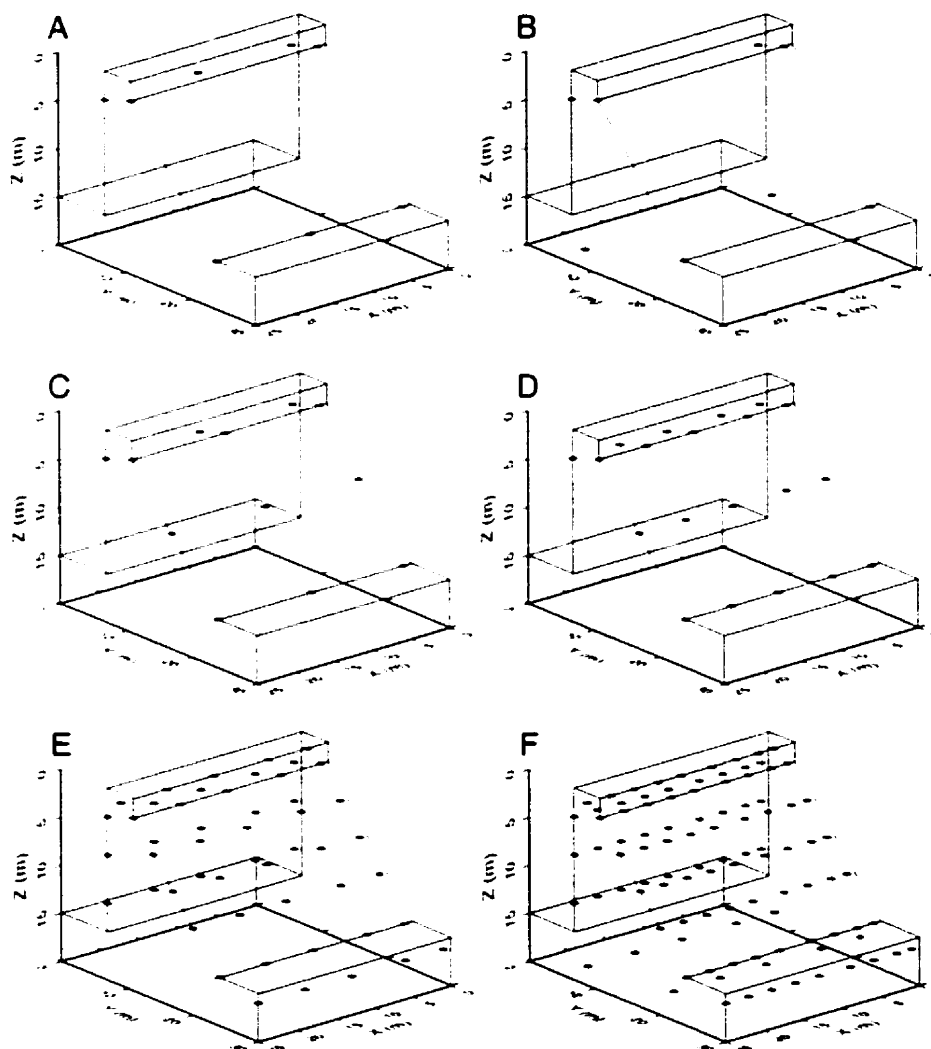


Figure 8.6: Six différentes configurations de capteurs. A) Configuration à huit capteurs (configuration dénotée 08). B) Configuration à huit capteurs, dont deux sous le barrage (dénotée 08b). C) Configuration à 12 capteurs (configuration dénotée 12). D) Configuration à 20 capteurs (configuration dénotée 20). E) Configuration à 50 capteurs (configuration dénotée 50). F) Configuration à 100 capteurs (configuration dénotée 100).

tion de la distance source–capteur, c'est-à-dire que les rais les plus longs sont les plus susceptibles d'être éliminés. Pour un événement i , un rai de longueur lr et un nombre aléatoire distribué uniformément U , ce critère prend la forme

$$P \times U + \frac{lr_i}{lr_{max} - lr_{min}} > F, \quad (8.4)$$

où P et F sont ajustés pour garder approximativement 70% and 80% des temps d'arrivée.

8.4 Paramètres des inversions

Un total de 120 inversions ont été effectuées pour cette étude. Les paramètres communs à toutes ces inversion sont les suivants : c_f (équ. (8.1)) de 1 m et 0.0001 s pour les coordonnées spatiales et le temps d'origine respectivement, $f = 2$ et $a = 1$, ainsi que v_{min} et v_{max} de 1000 et 3500 m/s pour la pénalité sur la vitesse (équ. (6.7)). Les paramètres d'entrée variables sont décrits ci-dessous.

Modèle initial

Trois différents modèles initiaux ont été utilisés pour réaliser les inversions avec les données exemptes de bruit. Il s'agit d'un premier modèle de vitesse homogène de 2800 m/s (nommé H1), d'un second modèle de vitesse homogène de 3100 m/s (nommé H2) et d'un troisième modèle à gradient de vitesse vertical (nommé G). Le gradient de ce dernier modèle est de 25 m/s m⁻¹, et la vitesse varie de 2800 m/s à la crête, à 3300 m/s dans les fondations. Chacun des modèles est discrétisé avec un pas de 1 × 1 × 1 m³. Dans le cas des données bruitées, les modèles H2 et G, plus près du modèle réel, ont été utilisés. On justifie l'utilisation du modèle G par le fait que dans la réalité, le modèle de vitesse peut être estimé au préalable par une campagne de tomographie sismique.

Tableau 8.1: Paramètres utilisés lors des inversions, pour chacune des six configuration de capteurs

Niveau de bruit														
0 %			2 %			5 %			10 %			20 %		
MI ^a	PR	PC	MI	PR	PC	MI	PR	PC	MI	PR	PC	MI	PR	PC
H1	m-h	100	H2	m-h	100	H2	m-h	100	H2	m-h	100	H2	m-h	100
H2	m-h	100	G	m-h	100	G	m-h	100	G	m-h	100	G	m-h	100
G	m-h	100	G	m-h	80	G	m-h	80	G	m-h	80	G	m-h	80
G	h	100	G	m-h	70	G	m-h	70	G	m-h	70	G	m-h	70

^aMI : modèle initial, PR : paramètres recherchés (m : modèle de vitesse, h : hypocentres), PC : pourcentage des temps d'arrivée conservés.

Hypocentres initiaux

Pour 114 des 120 inversions, la position spatiale initiale des événements est le centre du barrage, soit la coordonnée (13, 10, 17). Au temps d'origine initial a été ajouté une valeur aléatoire uniformément distribué, comprise entre ± 5 ms. C'est donc considérer qu'aucun *a priori* n'est accordé aux hypocentres. Pour les six inversions restantes, seul le modèle de vitesse est recherché; c'est-à-dire que les paramètres des hypocentres sont fixés à leurs valeurs exactes et on se trouve à faire une tomographie de vitesse. Ces six inversions ont été effectuées avec les temps d'arrivée propres, avec le modèle G à l'entrée, pour les six configurations de capteur. Le tableau 8.1 résume les paramètres des 120 inversions.

Détermination des lagrangiens γ et λ

Les valeurs assignées aux lagrangiens γ et λ (§ 6.2.1, éq. (6.11)) ont un impact déterminant sur les résultats des inversions. Rappelons que γ pondère la pénalité sur les bornes inférieures et supérieures de la vitesse, et que λ pondère la contrainte de lissage. Or, bien qu'il existe des méthodes pour déterminer *a priori* ces valeurs (Titterton, 1985; Idier, 2000), elles ne sont venues à notre connaissance qu'au moment de soumettre cette thèse. Ainsi, au départ, nous avons calculé la norme

quadratique des matrices $\mathbf{M}'^T \mathbf{M}'$, $\mathbf{K}'^T \mathbf{K}'$, et $\partial \mathbf{P}'^T \partial \mathbf{P}'$. Les valeurs de γ et λ ont été ajustées pour que ces normes soient d'un ordre de grandeur comparable. Il a fallu procéder par essai-erreur par la suite pour obtenir un ajustement plus fin.

Nos essais ont montré que des variations du paramètre de lissage λ d'un ordre de grandeur ont un impact considérable sur les résultats, beaucoup plus marqué que des variations comparables de γ . Or, on sait que la contrainte de lissage est introduite pour limiter l'effet de la sous-détermination du système à résoudre. Cependant, que l'on utilise 8 ou 100 capteurs, le degré de sous-détermination ne sera pas le même et λ devra être ajusté en conséquence. Malheureusement, cela n'a pu être fait pour notre étude, faute de temps. Au moment où ces calculs ont été réalisés, le temps de calcul pouvait atteindre quatre jours² pour une seule inversion et le calcul associé de la résolution et des erreurs, cela pour la configuration la plus lourde : celle de 100 capteurs. On note à ce sujet que le calcul de la résolution et des erreurs est en moyenne sept fois plus long qu'une inversion de 10 itérations. En conséquence, les 120 inversions mentionnées plus haut et présentées à la section suivantes ont pour la plupart été effectués avec la même valeur de λ et γ .

8.5 Résultats

8.5.1 Considérations relatives à l'utilisation du programme d'inversion

Inversion conjointe vs localisation à modèle de vitesse constant

La performance du programme d'inversion est d'abord comparée à une localisation classique par moindres carrés avec un modèle de vitesse constant (désignée MC dans la suite du texte). On veut ainsi vérifier si le coût en calcul de l'inversion

²Pentium II cadencé à 300 MHz sous Solaris 2.6, avec 256 Mb de mémoire vive et l'exécutable généré avec le compilateur GNU gcc.

est justifié. Les données exemptes de bruit sont utilisées pour cette comparaison.

Lorsque le modèle initial est d'une vitesse homogène de 3100 m/s (modèle H2), l'inversion offre une performance supérieure à la localisation MC. Les figures 8.7 et 8.8 montrent les erreurs RMS sur la position spatiale et le temps d'origine obtenus de ces deux méthodes. Ces figures montrent d'abord que pour les six configurations de capteurs considérées, l'erreur spatiale est d'environ $1\frac{1}{2}$ à 3 fois plus faible pour l'inversion que pour la méthode MC. Les résultats sont similaires pour le temps d'origine. On remarque également qu'en toute logique, les résultats les meilleurs sont obtenus pour les configurations à 50 et 100 capteurs.

On voit aussi sur ces figures que le taux de localisation (le nombre d'événements localisés sur le nombre initial) est plus élevé pour l'inversion, en particulier pour les configurations 08, 08b, 12 et 20. Parmi ces configurations, 08b présente un taux particulièrement élevé, attribuable à la présence de capteurs en amont en plus des capteurs en aval, et donc à une répartition des capteurs autour du volume à l'étude.

Lorsque le modèle initial utilisé pour la comparaison comporte un gradient vertical (modèle G), la supériorité de l'inversion tombe drastiquement. La figure 8.9 montre l'erreur RMS sur la position spatiale obtenue avec ce modèle (les résultats sont similaires pour le temps d'origine). Sur cette figure, on observe en premier lieu que l'erreur *augmente* avec les itérations *pour les configurations de moins de 50 capteurs*. L'erreur est stable pour les configurations 50 et 100. Ce comportement est discuté plus loin (§ 8.6). De plus, dans la majorité des cas, l'erreur MC se compare avec l'erreur des premières itérations de l'inversion. Par ailleurs, si on compare ces résultats avec les résultats obtenus avec H2, on remarque d'une part que lorsque des capteurs en amont sont utilisés (configurations 08b, 50 et 100), l'erreur obtenue avec le modèle G est plus faible que ce qu'on obtient avec H2. En particulier, l'erreur spatiale RMS obtenue avec la configuration 08b est environ trois fois plus

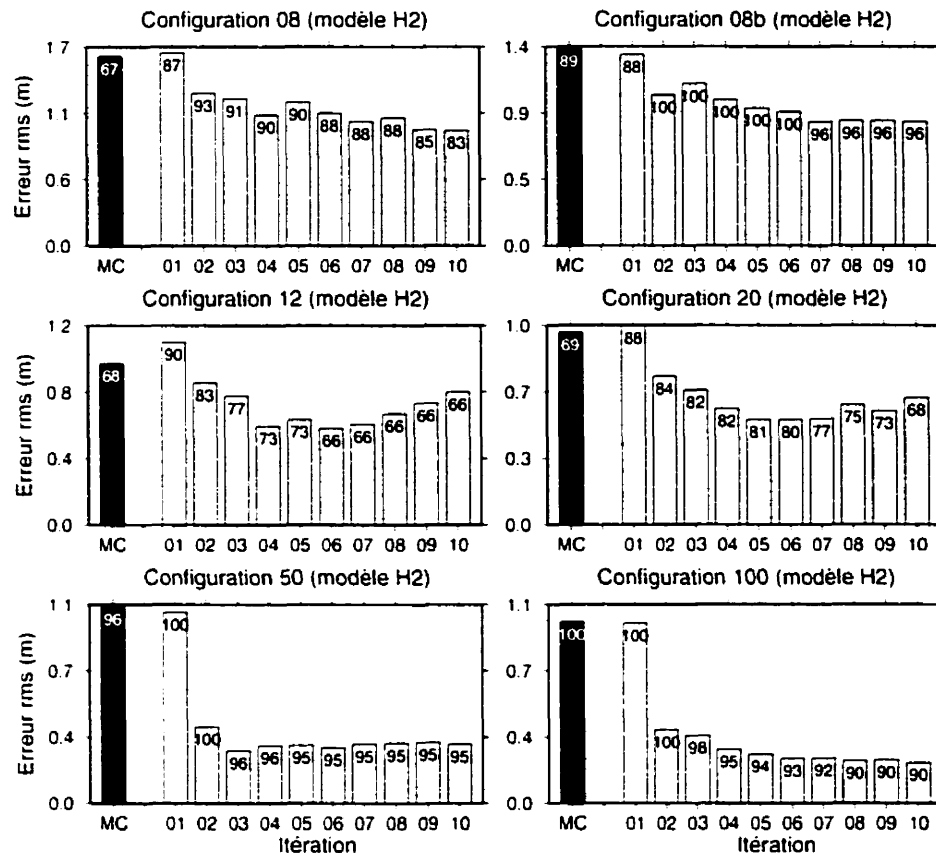


Figure 8.7: Comparaison entre la performance du programme d'inversion et la localisation à modèle de vitesse constant, pour les six configurations de capteurs et pour le modèle de vitesse H2. L'erreur spatiale RMS est représentée par les barres verticales, gris foncé et annotée MC pour la localisation par moindres carrés, gris plus pâle et annotées de 01 à 10 pour chacune des itérations du programme d'inversion. Le chiffre à la tête de ces barres est le nombre d'événements localisés sur 100.

faible en partant du modèle G. À l'inverse, les trois autres configurations (08, 12, 20) donnent une erreur plus élevée avec le modèle G à l'entrée, du fait de l'augmentation de cette erreur au cours de l'inversion. Donc, partant du modèle G, la présence de capteurs en amont en plus des capteurs en aval s'avère cruciale. En ce qui concerne le taux de localisation, l'inversion avec modèle G donne des résultats légèrement supérieurs à la localisation MC, et globalement comparable à l'inversion avec modèle H2. En résumé, il semble que lorsque le modèle de vitesse est assez

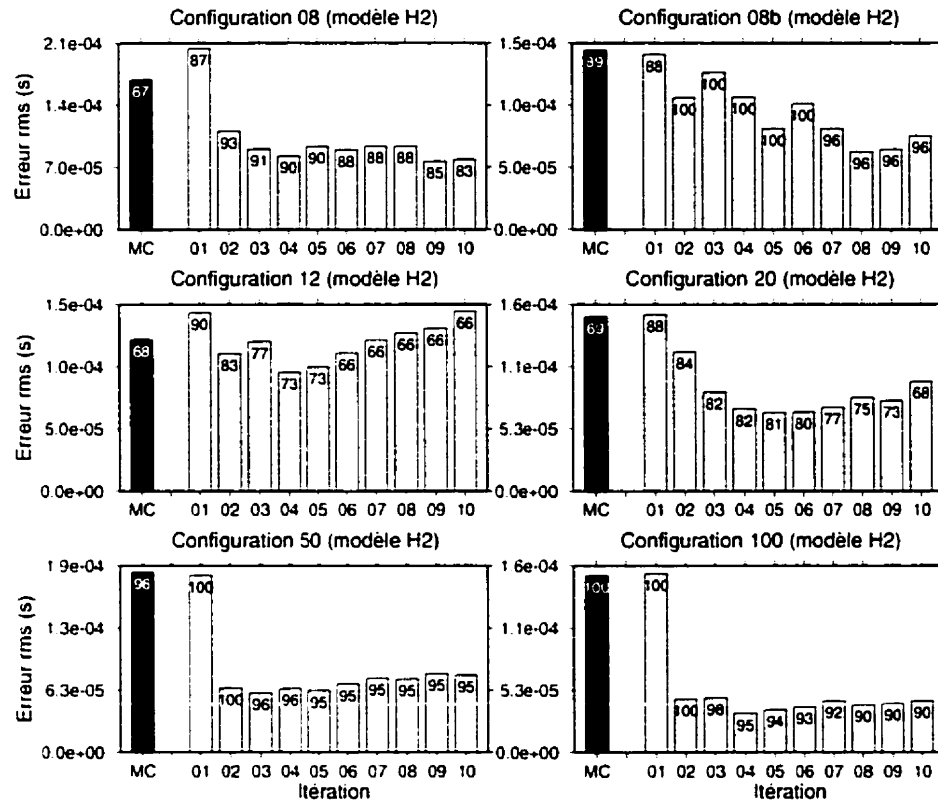


Figure 8.8: Comparaison entre la performance du programme d'inversion et la localisation à modèle de vitesse constant, pour les six configurations de capteurs et pour le modèle de vitesse H2 – Erreur RMS sur le temps d'origine.

bien connu, l'inversion n'est pas justifiée à moins que la connaissance du modèle de vitesse soit souhaitée ou que l'on dispose de capteurs en amont.

Influence du nombre d'itérations

Les figures 8.7, 8.8 et 8.9 nous amènent à considérer l'influence du nombre d'itérations sur les résultats de l'inversion. En particulier, la figure 8.7 montre que cinq itérations suffisent généralement pour obtenir un résultat satisfaisant – ou même optimal pour les configurations 12 et 20. Au delà de ce nombre, l'erreur diminue peu, pas du tout ou même augmente, et le nombre d'événements localisés diminue. D'ailleurs, les résultats reliés aux modèles de vitesse présentés plus loin

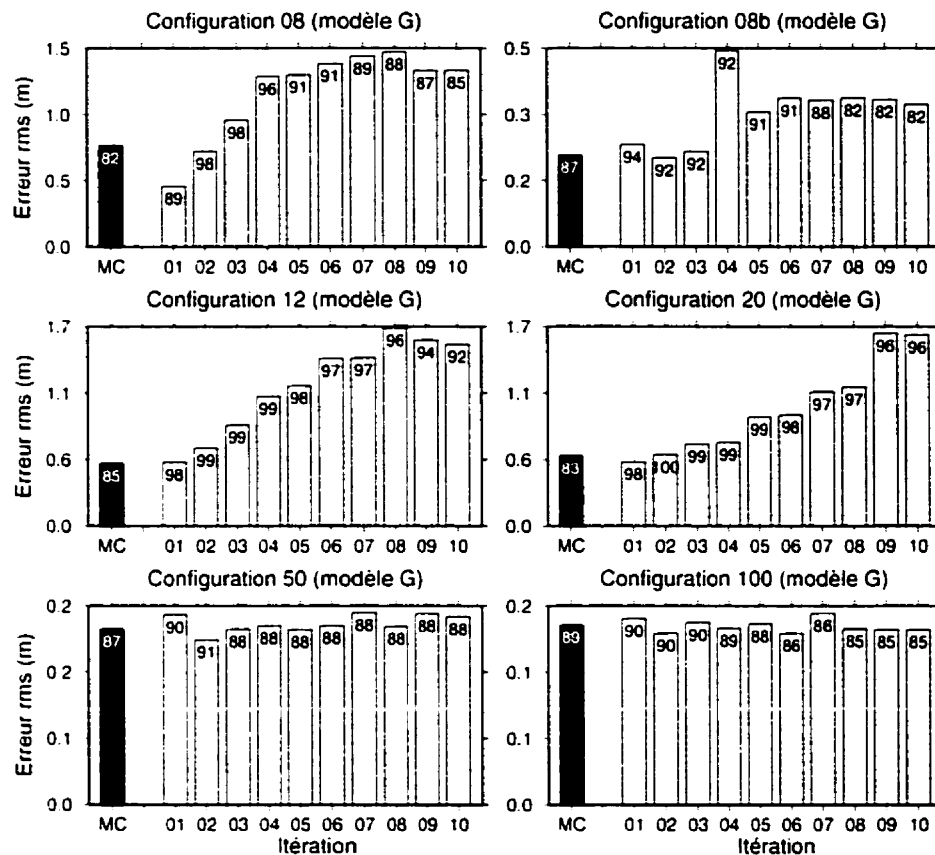


Figure 8.9: Comparaison entre la performance du programme d'inversion et la localisation à modèle de vitesse constant, pour les six configurations de capteurs et pour le modèle de vitesse G – Erreur spatiale RMS.

sont tous ceux des modèles obtenus à la cinquième itération, même si dix itérations ont été complétées.

8.5.2 Choix d'une configuration des capteurs

Le but de cette section est de discuter de l'optimisation du réseau de capteurs. Pour ce faire, trois facteurs doivent être considéré : (1) la précision et (2) le taux de la localisation des hypocentres, ainsi que (3) l'exactitude du modèle de vitesse restitué par l'inversion. Ces facteurs sont évidemment susceptibles d'être influencés par le niveau de bruit, ce qui sera étudié.

8.5.2.1 Localisation des hypocentres

On montre à la figure 8.10 l'erreur spatiale RMS de l'hypocentre pour les inversions ayant eu le modèle H2 pour modèle de vitesse initial. Une remarque s'impose pour l'étude de cette figure et des figures qui suivront dans cette section. Il est important de considérer le nombre d'événements localisés lorsque l'on compare les erreurs d'une configuration à l'autre, même si cette erreur est une moyenne. Par le trajet des rais qu'il impose, l'hypocentre h_i de chaque événement contribue à la mise à jour du modèle de vitesse \mathbf{m} . Si un événement commande une correction de \mathbf{m} ne satisfaisant pas un autre événement *a fortiori* si le bruit est élevé –, il y a en quelque sorte compromis lors de la correction. Pour un nombre élevé d'événements, le modèle \mathbf{m} ne pourra satisfaire parfaitement tout les h_i . Si ce nombre est plus faible, la mise à jour de \mathbf{m} est *susceptible* de se faire à la plus grande satisfaction des h_i . Il y a compromis potentiel entre taux de localisation et précision de la localisation.

Mais revenons à la figure 8.10. On y voit l'erreur en fonction du niveau de bruit et de la configuration de capteurs, en plus du nombre d'événements localisé, pour le modèle initial H2 et pour les itérations 1, 2, 5 et 10 de l'inversion. Globalement, on note la bonne performance de la configuration 08b par rapport aux configurations 08, 12 et 20, tant au niveau de l'erreur que du nombre d'événements localisés. Au minimum, la configuration 08b donne une erreur deux fois plus faible que la configuration 08, et un taux de localisation trois fois plus élevé. En ce qui a trait à la précision de la localisation, les performances de cette configuration sont comparables à celles des configurations 50 et 100. Par ailleurs, la dégradation de la qualité des résultats en fonction du bruit est bien visible. Pour les données les plus bruitées, la configuration 08b donne toujours une erreur comparable aux configurations 50 et 100, mais présente un taux de localisation plus faible.

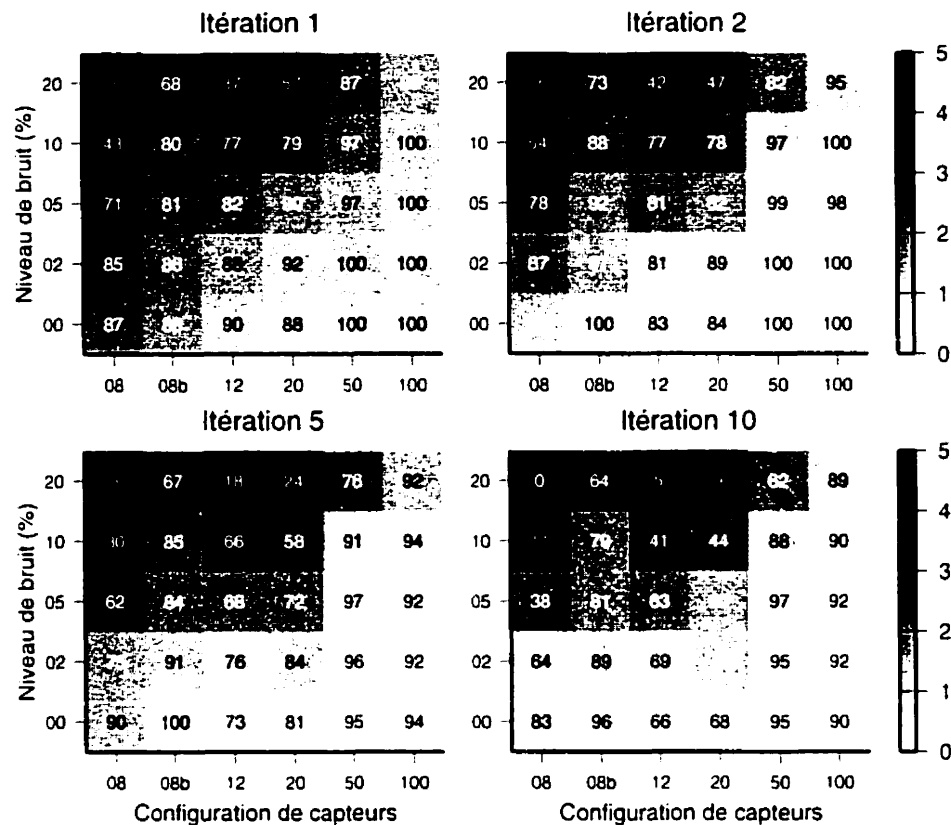


Figure 8.10: Erreur spatiale RMS (m) de l'hypocentre pour les inversions ayant eu le modèle H2 pour modèle de vitesse initial. Le chiffre superposé est le nombre d'événements localisé.

Comment se comporte l'inversion si, comme on l'observe la plupart du temps sur le terrain, les données sont incomplètes ? La figure 8.11 montre l'erreur spatiale sur la localisation des hypocentres, pour les jeux de données décimés de 30%, de 20% et les jeux complets. De cette figure, on note que lorsqu'un grand nombre de capteurs est utilisé, la qualité du résultat est peu affectée par la décimation. Cela n'est pas le cas des configurations de 20 capteurs et moins. Même la configuration 08b, qui donne un meilleur résultat lorsque des jeux de données complets sont utilisés, voit une augmentation de l'erreur et une diminution du taux de localisation apparaître avec les jeux décimés. Notons cependant que ces résultats sont obtenus à partir du modèle initial G. On discute plus loin de la difficulté à obtenir des résultats

satisfaisants en partant de ce modèle. Il aurait été intéressant d'étudier l'effet de la décimation en partant du modèle H2, mais cela n'a pu être fait faute de temps.

Donc en résumé, nos tests montrent que la disponibilité de capteurs dans la structure – par exemple dans des galeries – et situés du *côté amont* de l'ouvrage, augmente drastiquement le pouvoir de localisation des événements ainsi que la précision de cette localisation. Par ailleurs, advenant que des capteurs puissent être placés ainsi, une dizaine de ces capteurs s'avèrent suffisant pour obtenir une localisation précise. Lorsque l'environnement est bruité au point de limiter l'enregistrement d'une portion des données, l'accroissement du nombre de capteur augmente le pouvoir de localisation des événements.

8.5.2.2 Modèles de vitesse

Coefficient de corrélation et différence RMS de la vitesse

La corrélation et la différence entre les vitesses du modèle vrai et du modèle obtenu sont les mesures retenues pour quantifier la justesse de l'inversion sur ce paramètre. La figure 8.12 montre le coefficient de corrélation entre le modèle de vitesse vrai et les modèles de vitesse obtenus de l'inversion, avec le modèle initial H2. On note que le modèle H2 étant homogène, sa variance est nulle, ce qui fait que le coefficient de corrélation entre H2 et le modèle vrai est nul. Sur la figure, la valeur absolue de ce coefficient varie de 0,009 (blanc) à 0,91 (noir), et la corrélation varie donc de très mauvaise à très bonne. De façon générale, la corrélation des modèles obtenus avec les données bruitées est faible, comparativement aux données propres ou très faiblement bruitées. Par ailleurs, pour les données très bruitées, le fait de disposer d'un nombre élevé de capteurs et de capteurs en amont ne semble pas influencer de façon significative la corrélation, comme ce fut le cas de l'erreur sur la localisation vue à la section précédente.

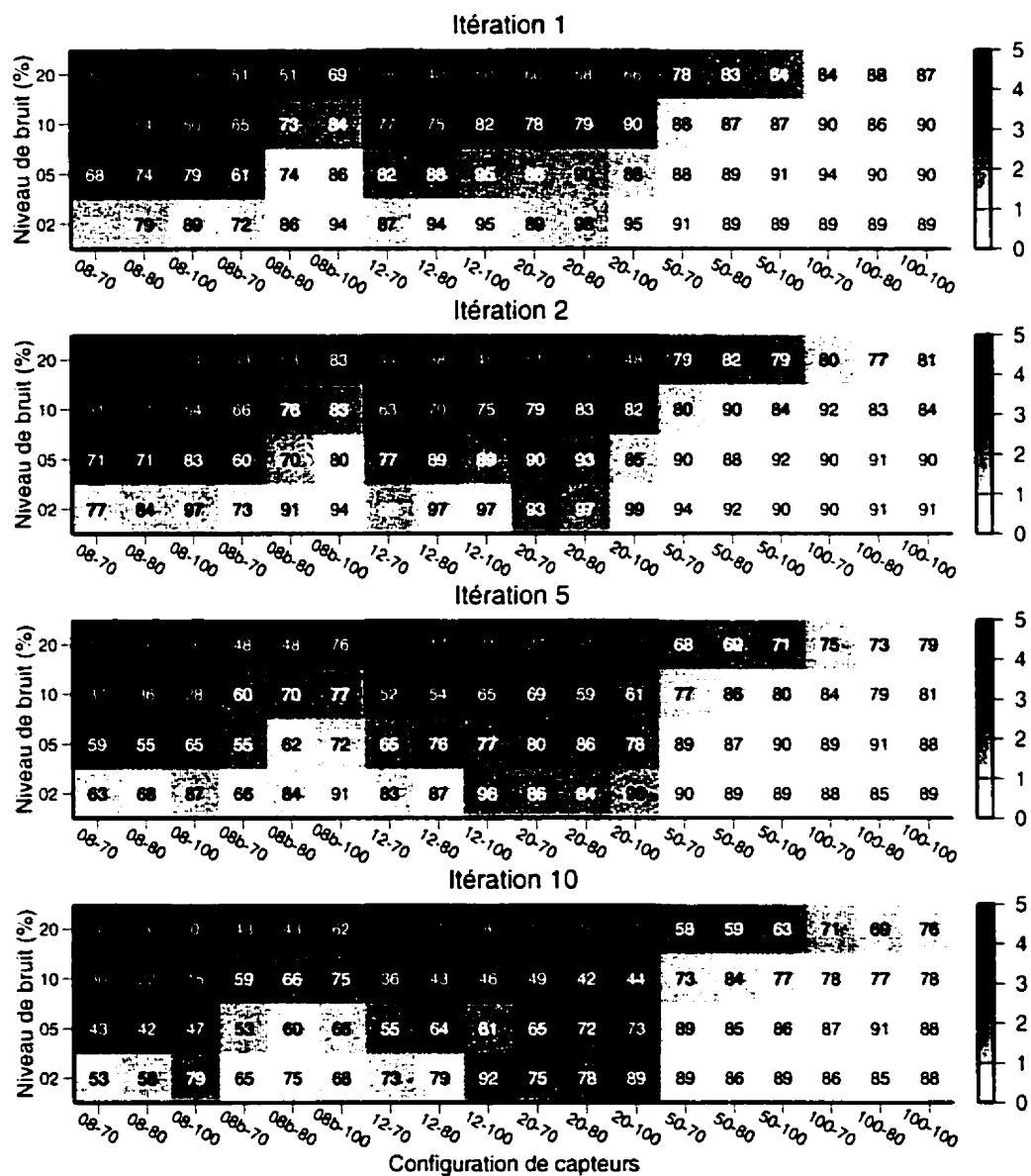


Figure 8.11: Erreur spatiale RMS (m) de l'hypocentre pour les inversions ayant eu le modèle G pour modèle de vitesse initial. L'étiquette en abscisse indique la configuration et le jeu de données, par exemple 08b-80 indique la configuration 08b et le jeu contenant 80% des données. Le chiffre superposé est le nombre d'événements localisés.

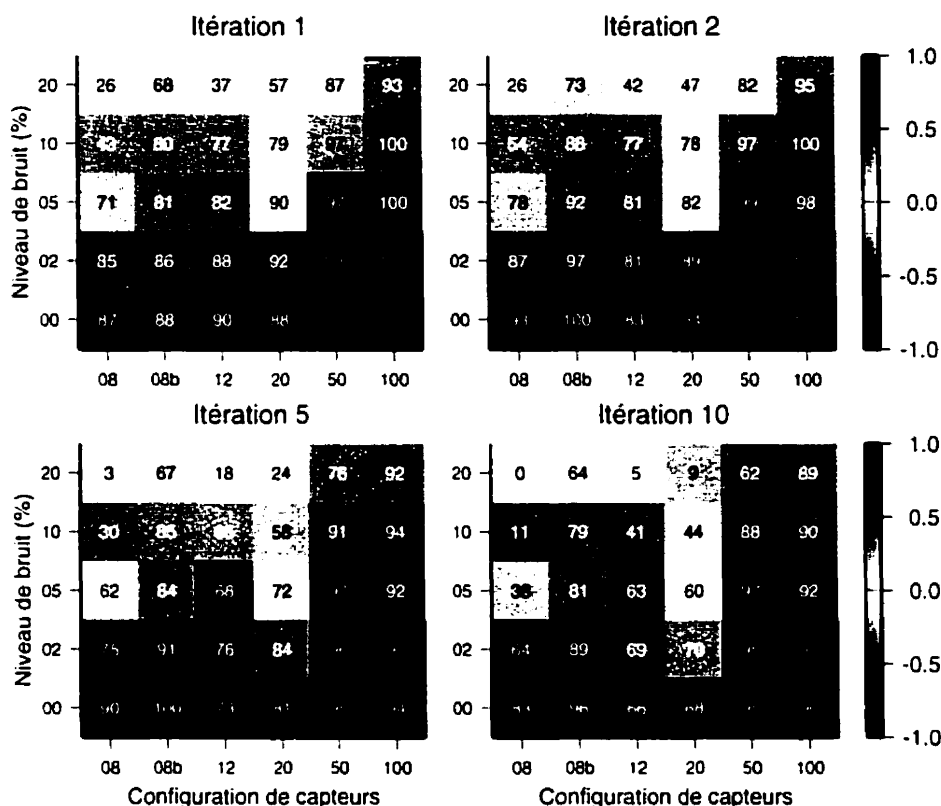


Figure 8.12: Corrélation entre le modèle de vitesse vrai et les modèles de vitesse obtenus de l'inversion avec modèle initial H2.

Si on observe les corrélations obtenues avec le modèle G, les résultats sont sensiblement différents. Dans ce cas, le coefficient de corrélation au départ, entre le modèle G et le modèle vrai, est déjà élevé avec une valeur de 0,943. La figure 8.13 montre que les corrélations demeurent élevées ou baissent légèrement au cours de l'inversion, des données propres jusqu'aux données contenant 10% de bruit. La corrélation diminue de façon importante pour 20% de bruit, sauf pour la configuration à 100 capteurs, et les combinaisons configuration-jeu de données 08-100, 08b-70 et 08b-80. On explique la plus forte corrélation de la configuration 100 par le nombre élevée de rais traversant le barrage, qui contraignent bien l'inversion de vitesse. Par

contre, la faible couverture de l'ouvrage avec les configurations 08 et 08b semble jouer tantôt en faveur, tantôt en défaveur d'une correction juste du modèle de vitesse.

Distribution spatiale de la vitesse

Quoiqu'utile, la corrélation s'avère quelque peu réductrice en ce qu'elle tient compte de l'ensemble du modèle de vitesse en un seul chiffre. Une mesure plus qualitative tenant compte des anomalies de vitesses est la *distribution spatiale* de la différence entre le modèle vrai et le modèle restitué par l'inversion. La figure 8.14 montre cette différence pour quatre modèles obtenus avec les modèles initiaux G et H2, deux configurations de capteurs (08b et 100), et les données propres. Caractéristique la plus frappante, on remarque que l'anomalie de basse vitesse au centre du modèle est mal recouverte. En particulier, la différence de vitesse est de plus de 500 m/s pour la configuration 08b. À cet égard, il est important de se rappeler que les anomalies de basses vitesses sont souvent sous-échantillonnées. Ceci s'explique par le principe de Fermat qui dicte aux rais de passer par le chemin le plus court, et donc par les zones de hautes vitesses - à moins que la source elle-même ne soit située dans la zone de basse vitesse en question. La figure 8.15 illustre la couverture des rais, qui s'avère nettement plus faible pour la configuration 08b. Malheureusement pour notre application, les anomalies recherchées sont principalement les zones de basses vitesses associées aux parties plus faibles de l'ouvrage, et la possibilité de les imager sera toujours limitée par ce principe. Également, la contrainte de lissage va réduire la capacité de l'inversion à rendre un modèle avec une anomalie très contrastée. Mais revenons à la figure 8.14. On remarque que, hormis pour l'anomalie de basse vitesse, le modèle H2 parvient mieux à s'ajuster lorsqu'un nombre élevé de capteurs est utilisé. La déviation entre le modèle vrai et

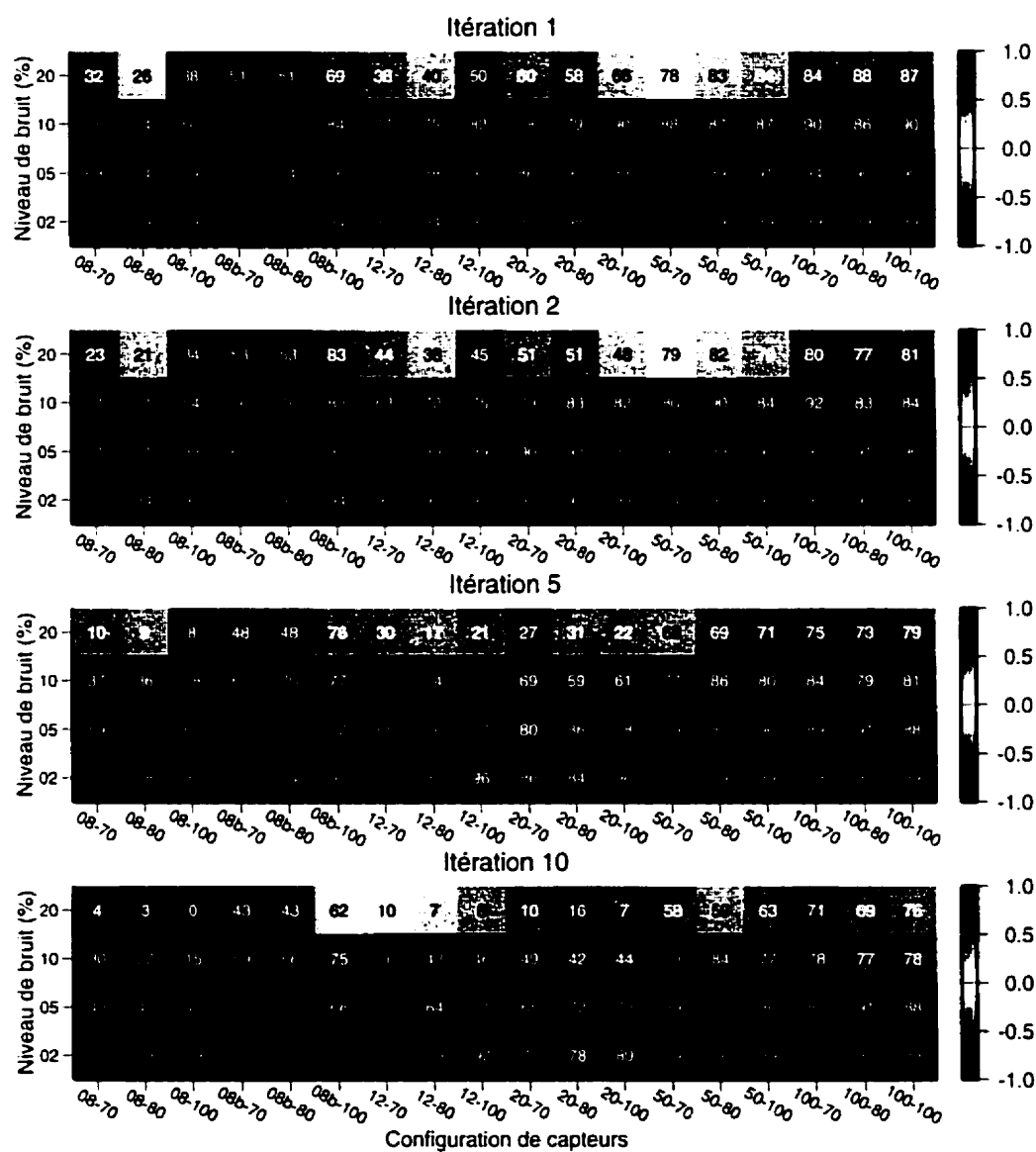


Figure 8.13: Corrélation entre le modèle de vitesse vrai et les modèles de vitesse obtenus de l'inversion avec modèle initial G.

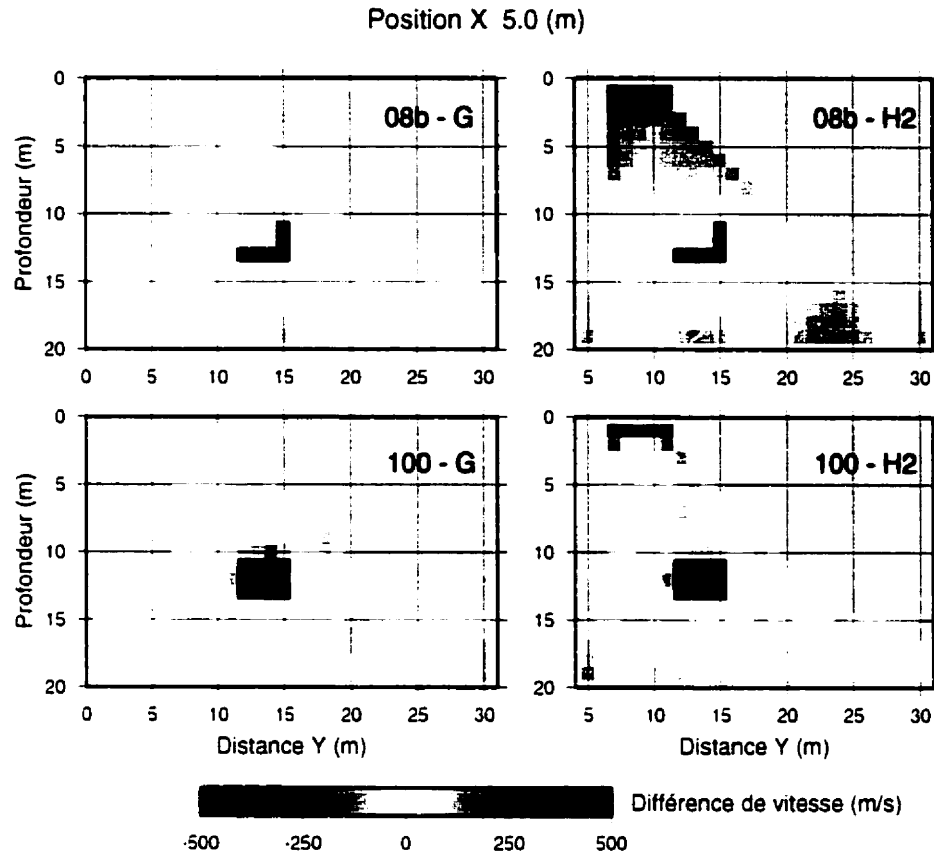


Figure 8.14: Différence entre le modèle vrai et les modèles de vitesse obtenus à la 5^e itération pour deux modèles initiaux (G et H2), deux configurations de capteurs (08b et 100) et les données propres. Une zone grise indique que la différence est de plus de 500 m/s.

les deux modèles obtenus de G demeure relativement faible peu importe le nombre de capteurs (toujours hormis l'anomalie de basse vitesse).

On sait que l'anomalie de basse vitesse est mal recouverte. Est-elle seulement visible et, le cas échéant, avec quelle confiance est-elle interprétable? À la figure 8.16, on compare quatre coupes à travers les modèles de vitesse obtenus à la 5^e itération pour les deux modèles initiaux G et H2 et les deux configurations de capteurs des figures précédentes. On remarque que l'anomalie de basse vitesse n'est pas visible pour la configuration à 8 capteurs. La résolution (§ 6.2.1, éq. 6.15) est une mesure de la confiance attribuable aux vitesses du modèle. Elle est représentée à la

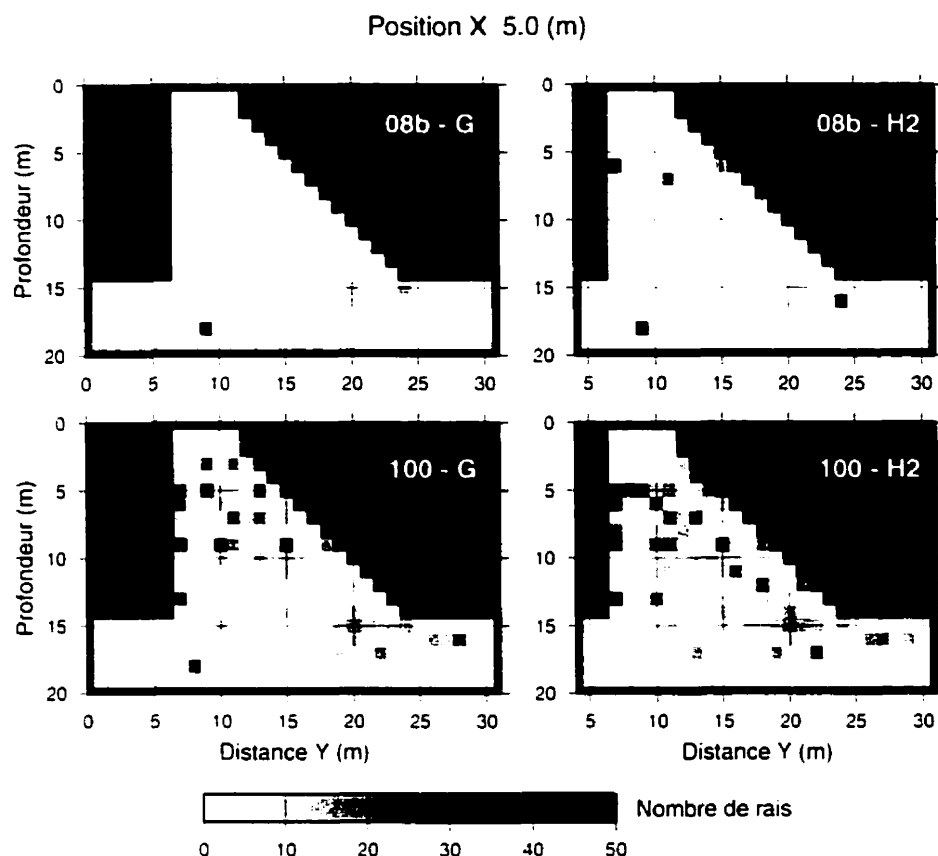


Figure 8.15: Couverture des rais aux noeuds des modèles de vitesse obtenus à la 5^e itération pour deux modèles initiaux (G et H2), deux configurations de capteurs (08b et 100) et les données propres.

figure 8.17 pour les quatre coupes précédentes. Dans le cas de la configuration 100, la résolution est élevée dans la zone de l'anomalie. L'anomalie est donc supportée par les données, elle n'est pas le fait d'un artefact dû à une mauvaise couverture du modèle. Ce n'est pas le cas de la configuration 08.

Il est intéressant de noter que les corrélations entre le modèle vrai et les modèles de la figure 8.16 sont de 0.924 (08b-G), 0.657 (08b-H2), 0.933 (100-G) et 0.872 (100-H2). Une corrélation élevée n'est donc pas nécessairement une garantie de la résolution élevée des anomalies, comme le cas 08b-G en témoigne.

L'anomalie de basse vitesse est-elle visible pour les autres configurations? La

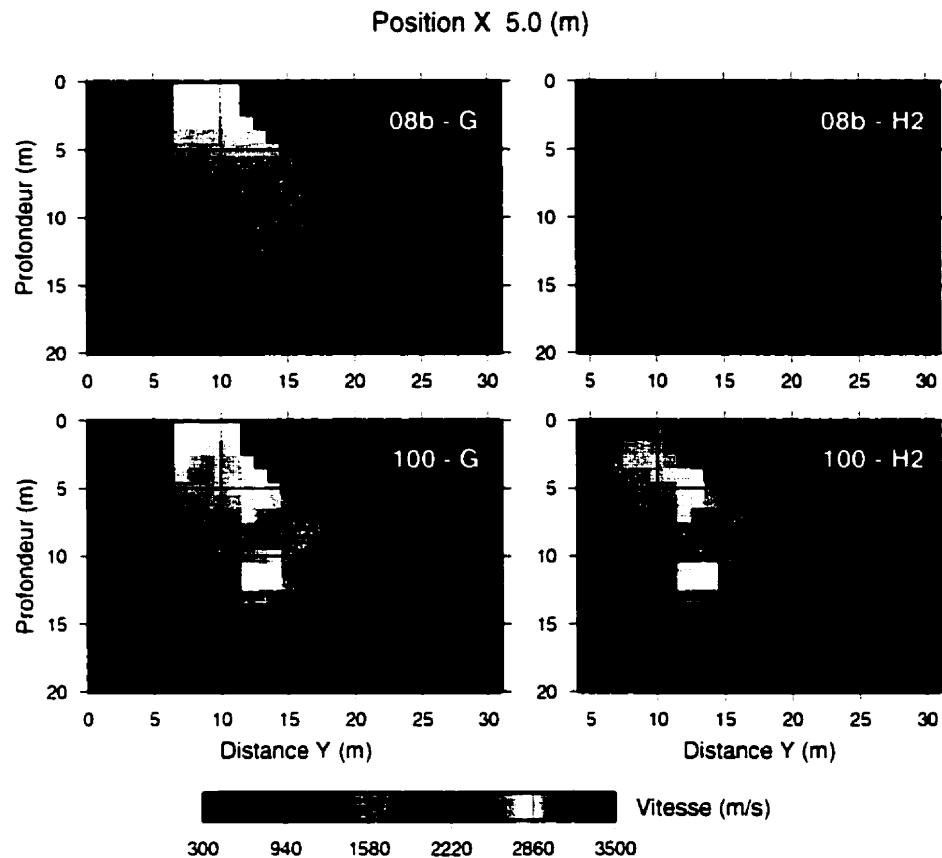


Figure 8.16: Comparaison entre les modèles de vitesse obtenus à la 5^e itération pour deux modèles initiaux (G et H2), deux configurations de capteurs (08b et 100) et les données propres. Le modèle vrai est illustré à la figure 7.6. Le lagrangien λ régissant la contrainte de lissage est indiquée sur la figure.

figure 8.18 montre des coupes similaires aux modèles de vitesse précédents, pour les configurations 08, 12, 20 et 50, toujours pour les modèles initiaux G et H2 et les données propres. Sur cette figure, on observe qu'une anomalie de basse vitesse est présente pour les modèles obtenus de G, et pour le modèle obtenu du H2 avec 50 capteurs. La configuration 08 montre une anomalie de dimension beaucoup plus grande que l'anomalie réelle, et la résolution associée (fig. 8.19) montre que cette anomalie n'est pas bien supportée par les données. En fait, la résolution ne semble significative que pour 50 capteurs et plus, quoique la configuration 20-G donne un

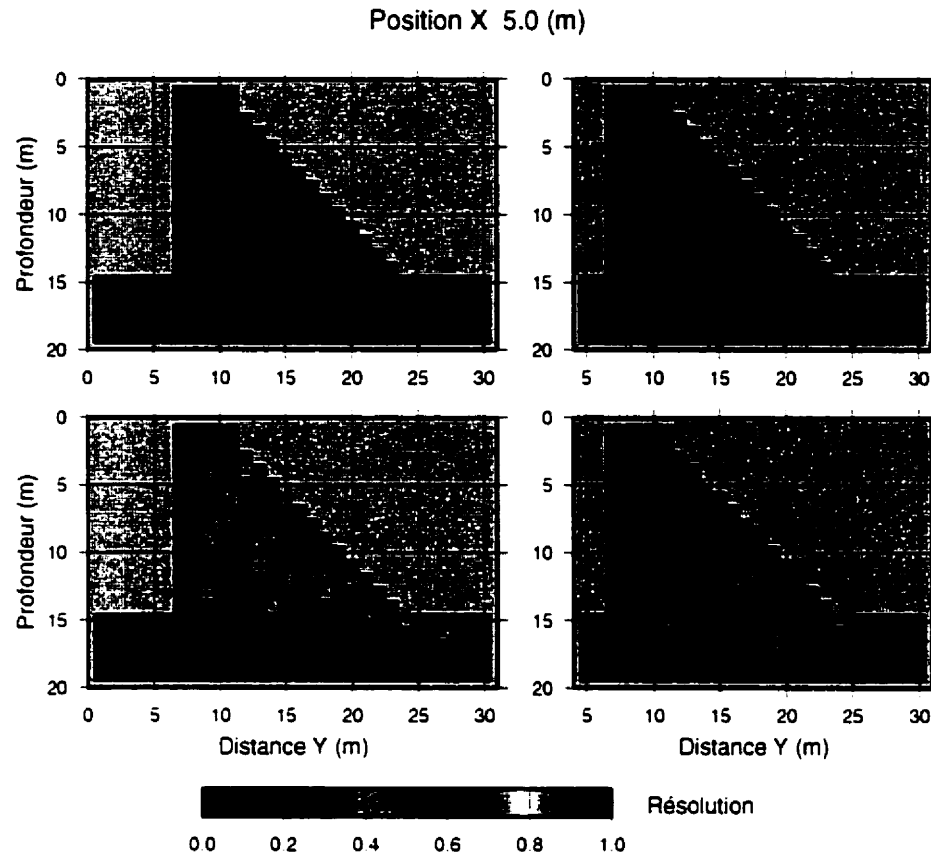


Figure 8.17: Résolution de la vitesse pour les modèles de la figure 8.16.

modèle de vitesse satisfaisant.

On peut estimer qu'une configuration à 20 capteurs permet de résoudre adéquatement le modèle de vitesse avec des temps d'arrivée propres. Sachant l'importance des capteurs situés à la base du côté amont, une inversion a été effectuée pour une configuration à 20 capteurs modifiée pour que cinq d'entre eux soient ainsi situés (configuration 20b). Le modèle de vitesse initial de cette inversion est le modèle G, et les temps d'arrivée propres ont été utilisés. La figure 8.20 montre une coupe dans le modèle de vitesse et la résolution associée obtenus à la cinquième itération, ainsi que l'erreur RMS sur la position spatiale et le temps d'origine. L'anomalie de basse vitesse est mieux circonscrite spatialement avec cette configuration, mais demeure

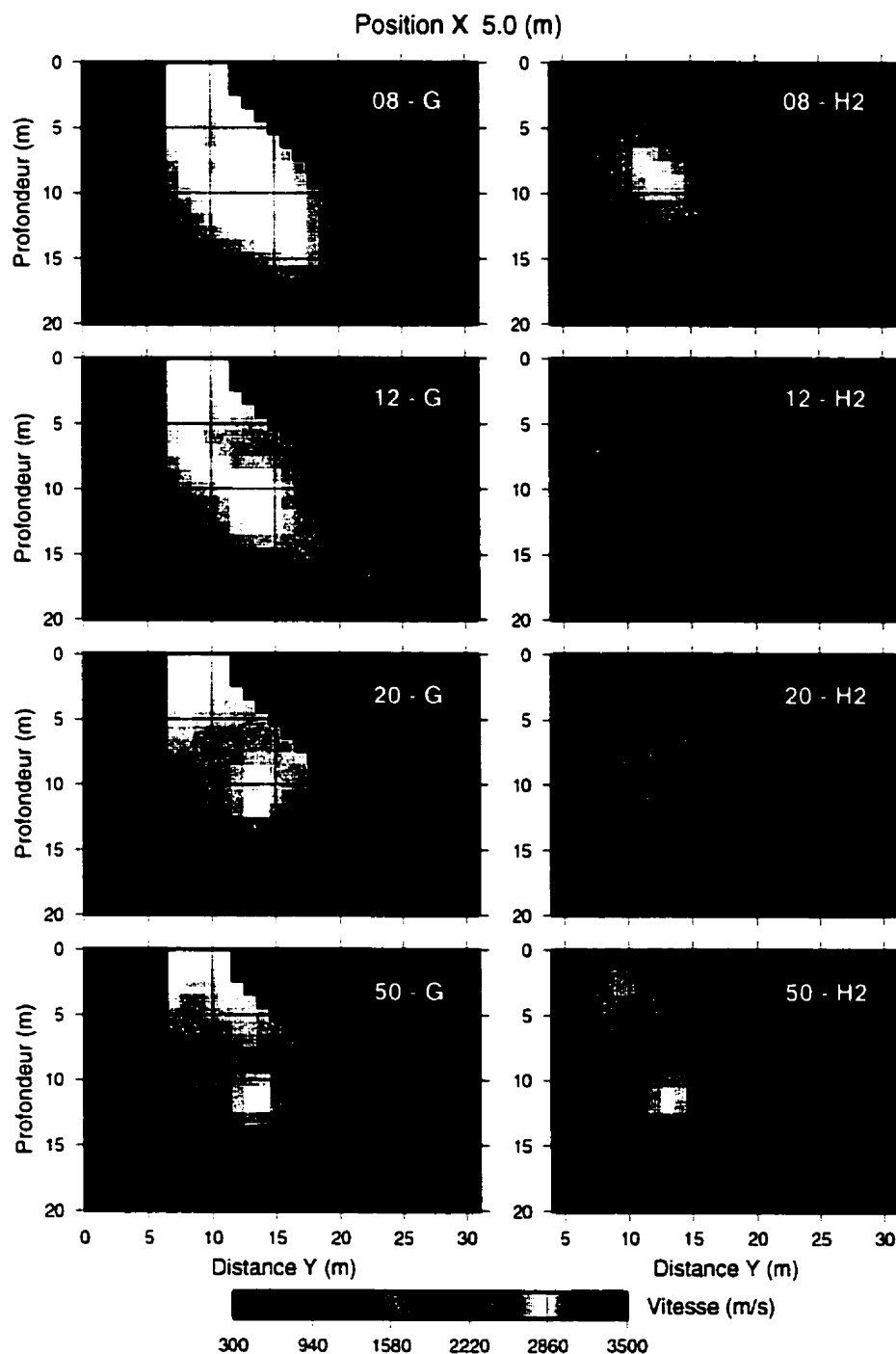


Figure 8.18: Comparaison entre les modèles de vitesse obtenus à la 5^e itération pour deux modèles initiaux (G et H2), les configurations de capteurs 08, 12, 20 et 50, et les données propres.

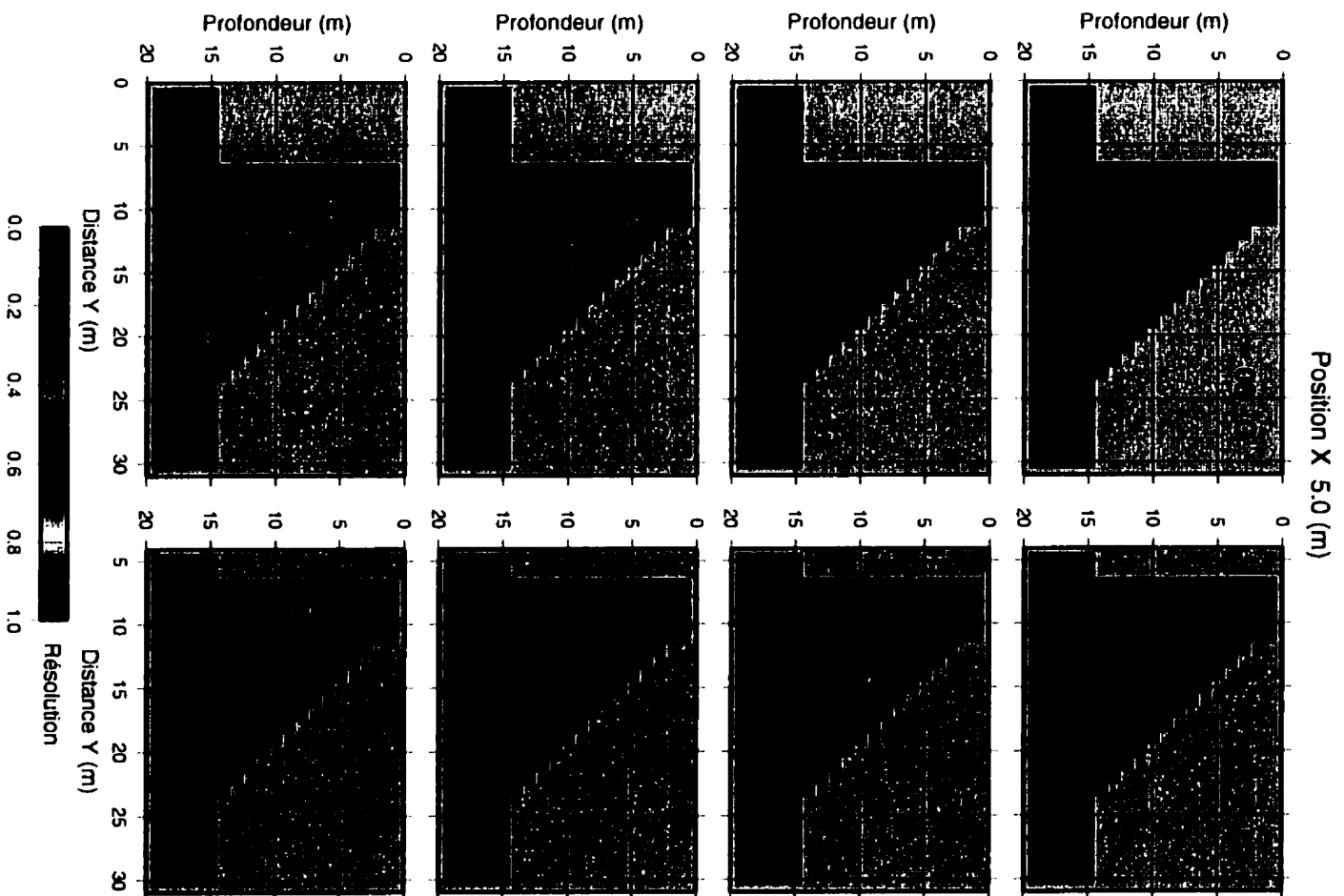


Figure 8.19: Résolution de la vitesse pour les modèles de la figure 8.18.

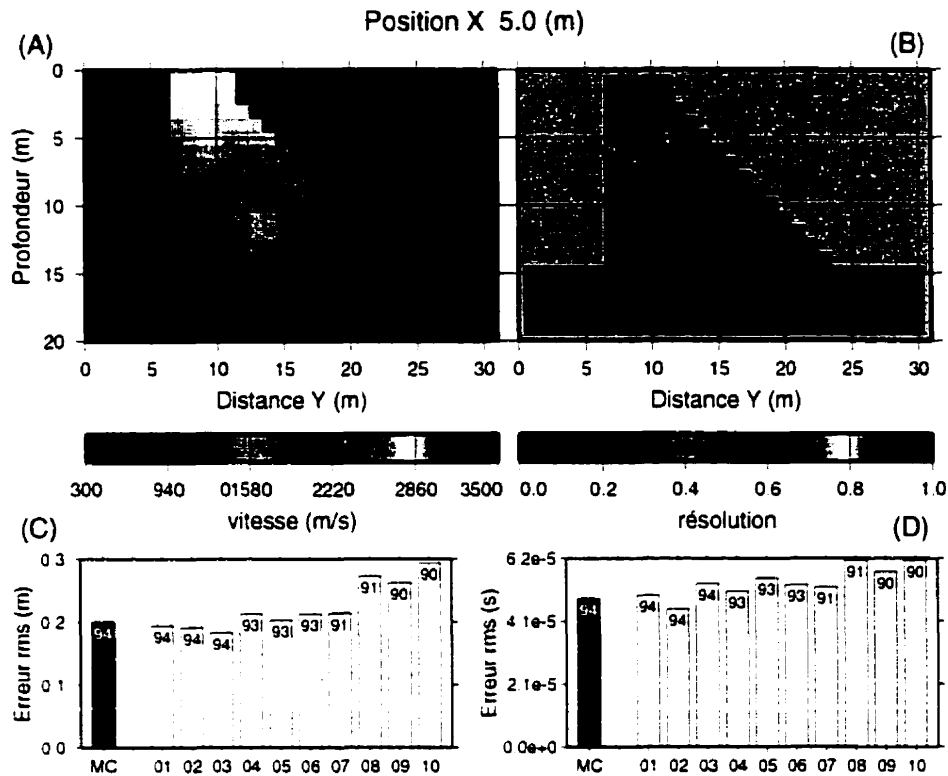


Figure 8.20: Modèle de vitesse (A) et résolution associée (B) obtenus à la 5^e itération d'une inversion à 20 capteurs dont cinq sont situés à la base du côté amont (configuration 20b) ; ainsi que l'erreur sur la position spatiale (C) et le temps d'origine (D). Le modèle initial G et les données propres ont servis au calcul.

faiblement contrastée visuellement. La résolution est plus élevée dans le zone de l'anomalie pour la configuration 20b. Comparons maintenant l'erreur sur la localisation entre la configuration 20 initiale et la nouvelle configuration 20b (fig. 8.9 vs fig. 8.20). On observe que celle-ci est d'environ trois fois inférieure avec la nouvelle configuration, et qu'elle est comparativement plus stable au fur et à mesure que l'inversion progresse.

Le modèle utilisé pour la création des données synthétiques comporte également deux anomalies de basse vitesse à la base du barrage, autour de la position X valant 18 m (figure 7.6, p. 145). Une seule de ces deux anomalies, la plus volumineuse,

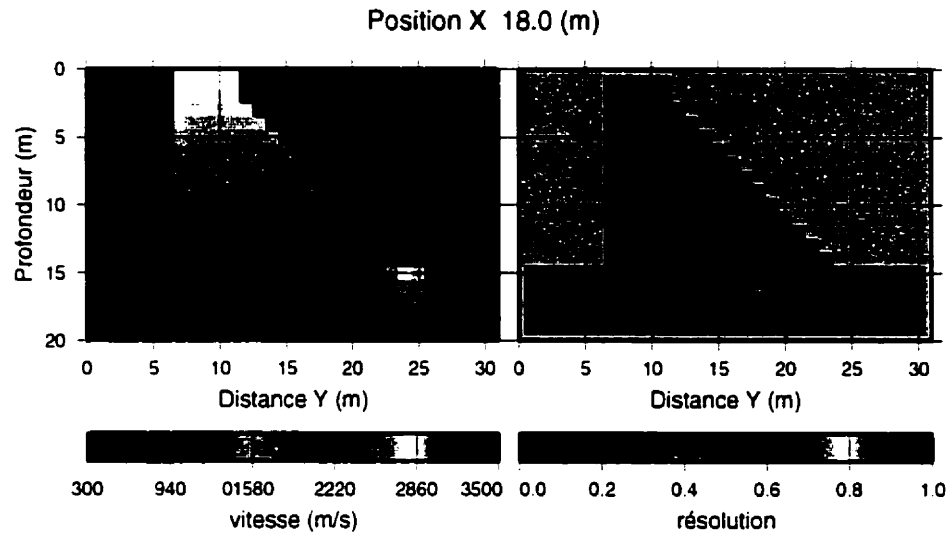


Figure 8.21: Coupe à la position $X = 18$ m du modèle de vitesse et de la résolution associée obtenus à la 5^e itération d'une inversion à 20 capteurs dont cinq sont situés à la base du côté amont. Il s'agit du même modèle que celui de la figure 8.20.

est recouverte par l'inversion avec la configuration 20b : il s'agit de l'anomalie située du côté aval. La figure 8.21 montre une coupe à travers le modèle précédent, à la position $X = 18$ m. On remarque que la limite inférieure de l'anomalie n'est pas bien circonscrite étant donnée la faible couverture par les rais.

Influence du bruit

Que se passe-t-il en présence du bruit ? Lorsque le niveau de ce bruit est très élevé (20%), l'inversion ne peut restituer l'anomalie de basse vitesse, et rend même un modèle de vitesse assez peu fidèle au modèle vrai dans les zones « saines ». En effet, comme l'indique la figure 8.22, le modèle obtenu est parsemé de zones de hautes et basses vitesses ne correspondant pas à des anomalies réelles. Cependant, il est peu vraisemblable de rencontrer dans la réalité une erreur aussi élevée sur les temps d'arrivée. L'examen des modèles obtenus avec des niveaux de bruit moins élevés (fig. 8.23) montre que lorsque l'erreur sur les temps d'arrivée est supérieure

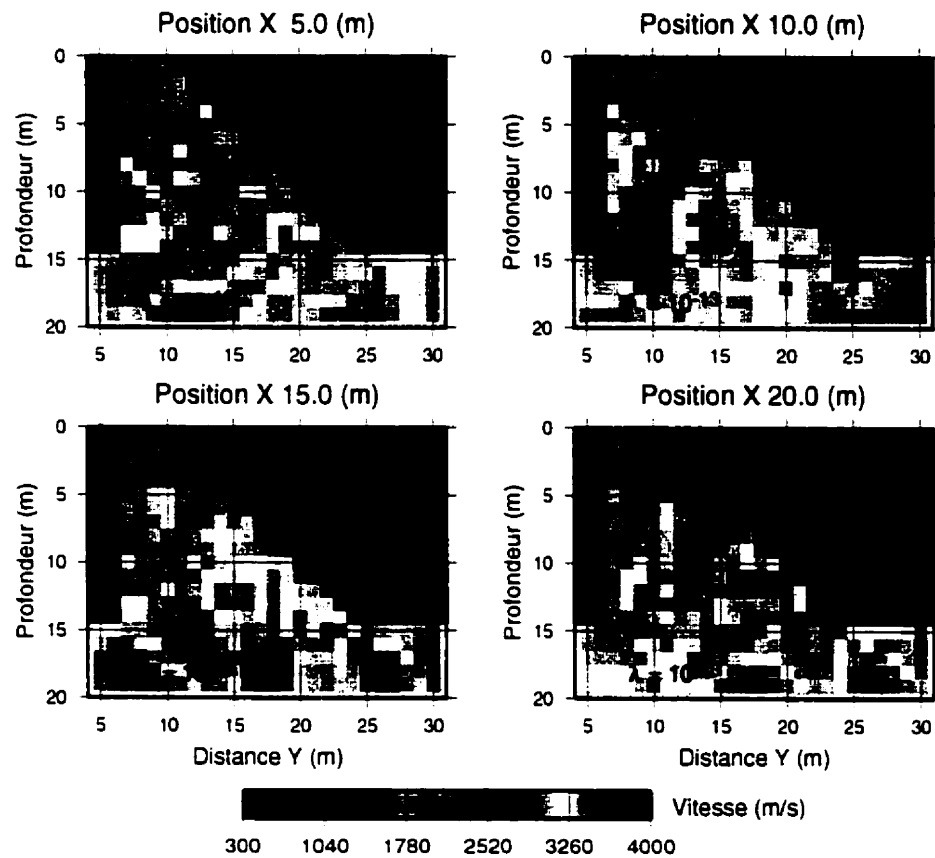


Figure 8.22: Quatre coupes à travers le modèle obtenu à la 5^e itération avec le modèle G initial, 100 capteurs et le données contenant 20% de bruit.

à 2%. l'anomalie de basse vitesse ne peut être imagée. Il s'avère donc essentiel de pouvoir disposer de temps d'arrivée le plus propre possible pour pouvoir espérer résoudre le modèle de vitesse convenablement. Selon nos résultats, une erreur aussi faible que 5% ne le permet pas.

8.6 Discussion

On a observé à la section 8.5.1 que lorsque le modèle G est utilisé pour démarrer les inversions, l'erreur sur les hypocentres croît avec les itérations pour certaines configurations (fig. 8.9). On tente ici d'expliquer ce comportement. Observons

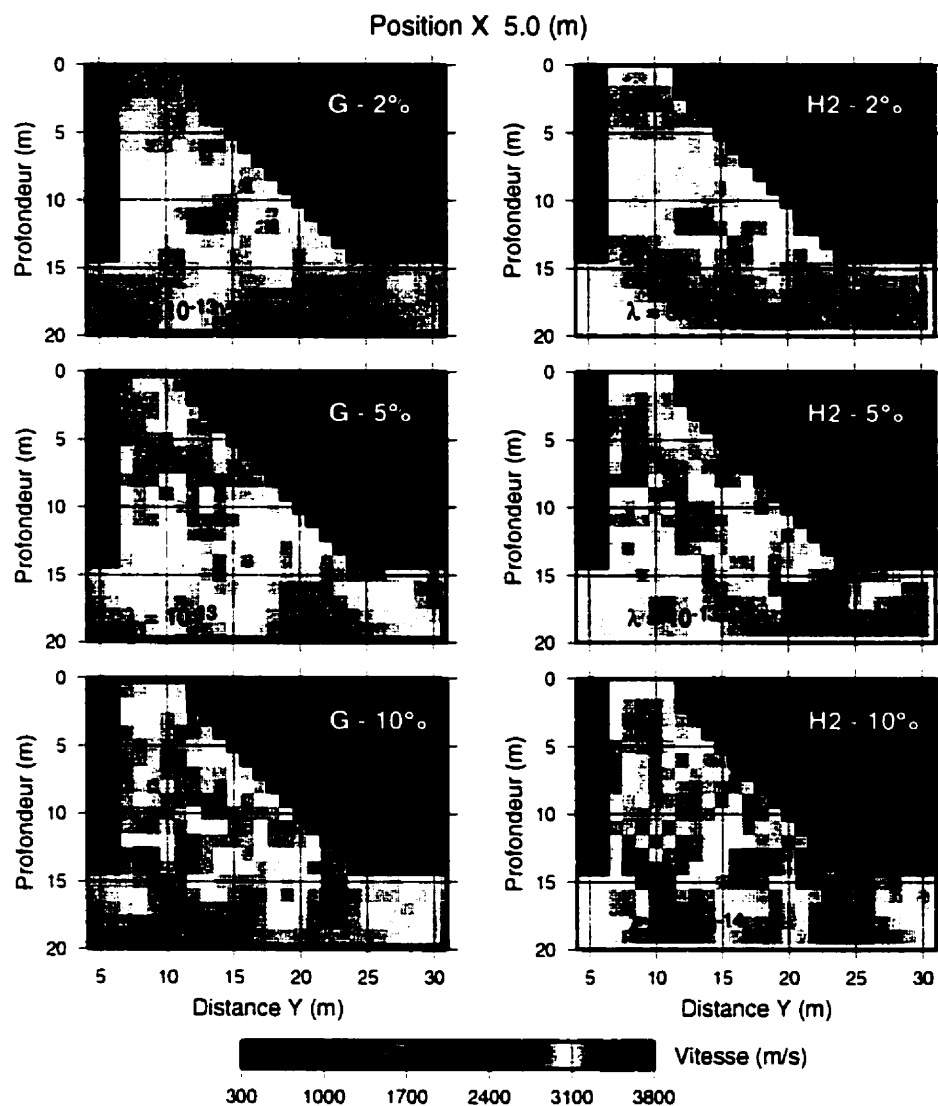


Figure 8.23: Comparaison entre les modèles de vitesse obtenus à la 5^e itération pour deux modèles initiaux (G et H2), la configurations de 100 capteurs, et les données contenant 2%, 5% et 10% de bruit.

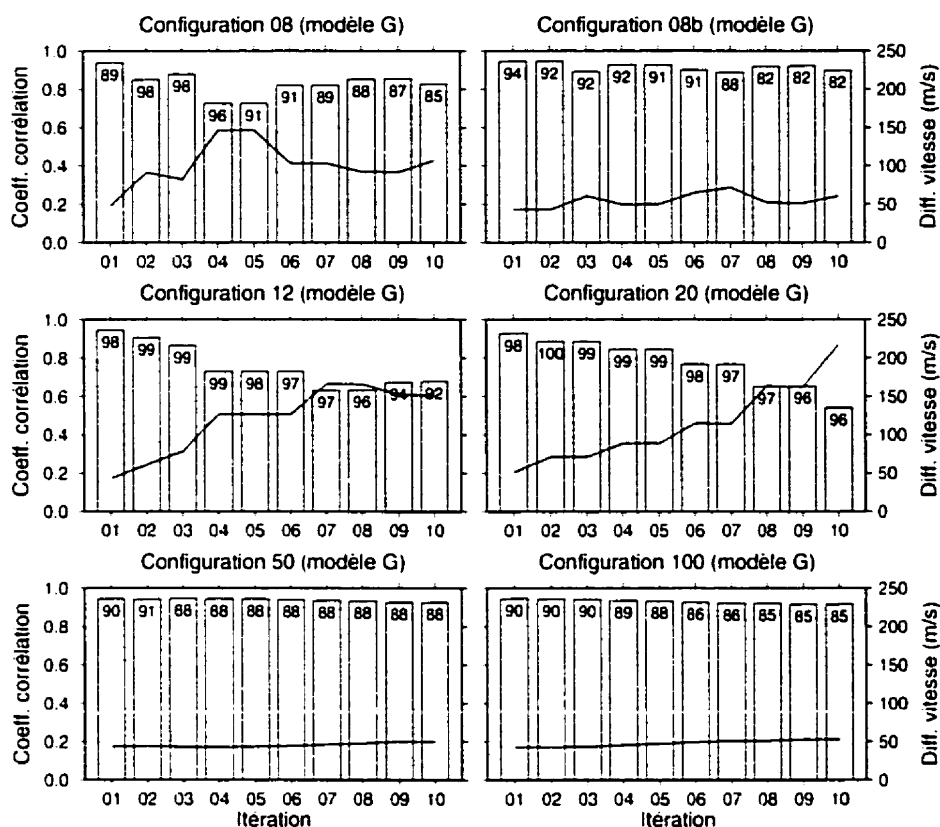


Figure 8.24: Évolution du coefficient de corrélation (barres verticales) et de la différence RMS (trait) entre le modèle vrai et les modèles obtenus au cours de l'inversion – modèle G initial et temps d'arrivée propres.

d'abord comment évolue le modèle de vitesse au fil des itérations. La figure 8.24 montre l'évolution du coefficient de corrélation (barres verticales) et de la différence RMS (trait) entre le modèle vrai et les modèles restitués à chaque itération. Pour les configurations présentant un accroissement de l'erreur sur la détermination de l'hypocentre (08, 08b, 12 et 20), on observe une dégradation correspondante de la qualité de modèle de vitesse.

Le problème est donc associé à l'incapacité à résoudre adéquatement le modèle de vitesse en partant du modèle G. Pourquoi ceci ? Observons les résultats des six inversions partant de ce modèle et réalisées sur la vitesse uniquement, avec les hypocentres fixés à leurs valeurs vraies. On montre à la figure 8.25 des coupes à travers

les vitesses obtenues à la 5^e itération pour ces six configurations, et la résolution associée à la figure 8.26. Pour la totalité des configurations, l'anomalie de basse vitesse est visible, mais différemment contrastée selon la configuration. Également, à configuration égale, la résolution est plus élevée lorsque les hypocentres sont fixes (fig. 8.26 vs fig. 8.17 et 8.19).

L'évolution du coefficient de corrélation et de la différence RMS entre le modèle vrai et les modèles restitués à chaque itération est représenté à la figure 8.27. Ces paramètres ne changent à toute fin pratique pas au cours de l'inversion. De plus, ils sont les mêmes pour les six configurations : un nombre plus élevé de capteurs n'influence pas de façon significative ces deux paramètres. Donc, bien que l'on voit que le modèle s'ajuste différemment selon la configuration, cela n'est pas traduit par le coefficient de corrélation et la différence RMS. En résumé, partant du modèle G, et ce même dans des conditions optimales - hypocentres connus et fixés -, il ne semble pas possible d'améliorer quantitativement le modèle de vitesse.

Si on observe le résidu RMS (figure 8.28), on remarque que celui-ci décroît si H2 est utilisé pour démarrer l'inversion. Si, par contre G est utilisé, le résidu RMS démarre au niveau minimal atteint par H2, et demeure à peu près constant au long de l'inversion. Donc, partant du modèle G, la solution est déjà atteinte au sens des moindres carrés.

Dans la version du programme présentée dans ce chapitre, le résidu RMS n'est pas utilisé comme critère d'arrêt. Le programme continue de tourner même si la solution optimale au sens de moindres carrés est atteinte, ce qui peut expliquer que la qualité de la solution diminue au fil des itérations. Un test utilisant le résidu devra être implémenté dans le programme pour décider de la poursuite des itérations. Par ailleurs, il serait intéressant d'étudier l'effet d'un critère de convergence décroissant pour la résolution de l'équation (6.11), qui constitue le calcul de la correction des

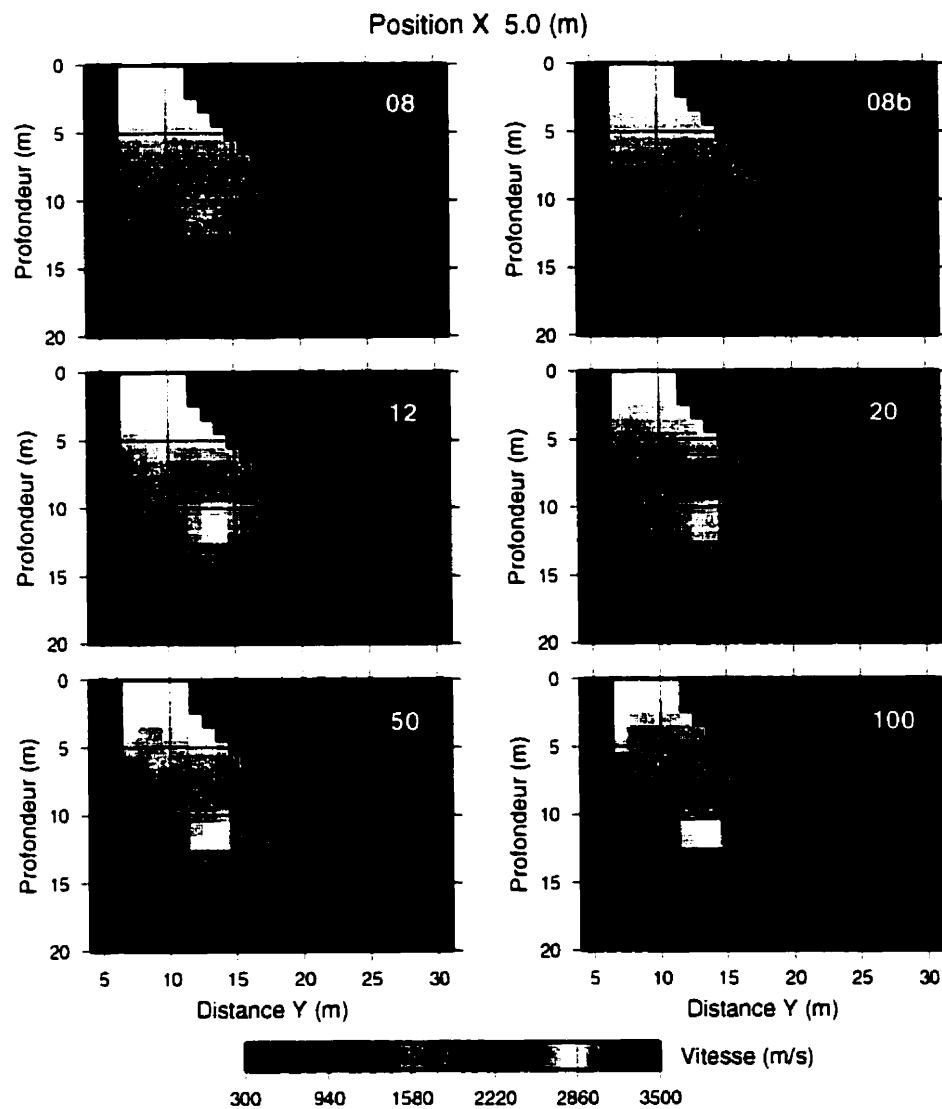


Figure 8.25: Comparaison entre les modèles de vitesse obtenus à la 5^e itération pour les hypocentres fixés, le modèle initial G et temps d'arrivée propres.

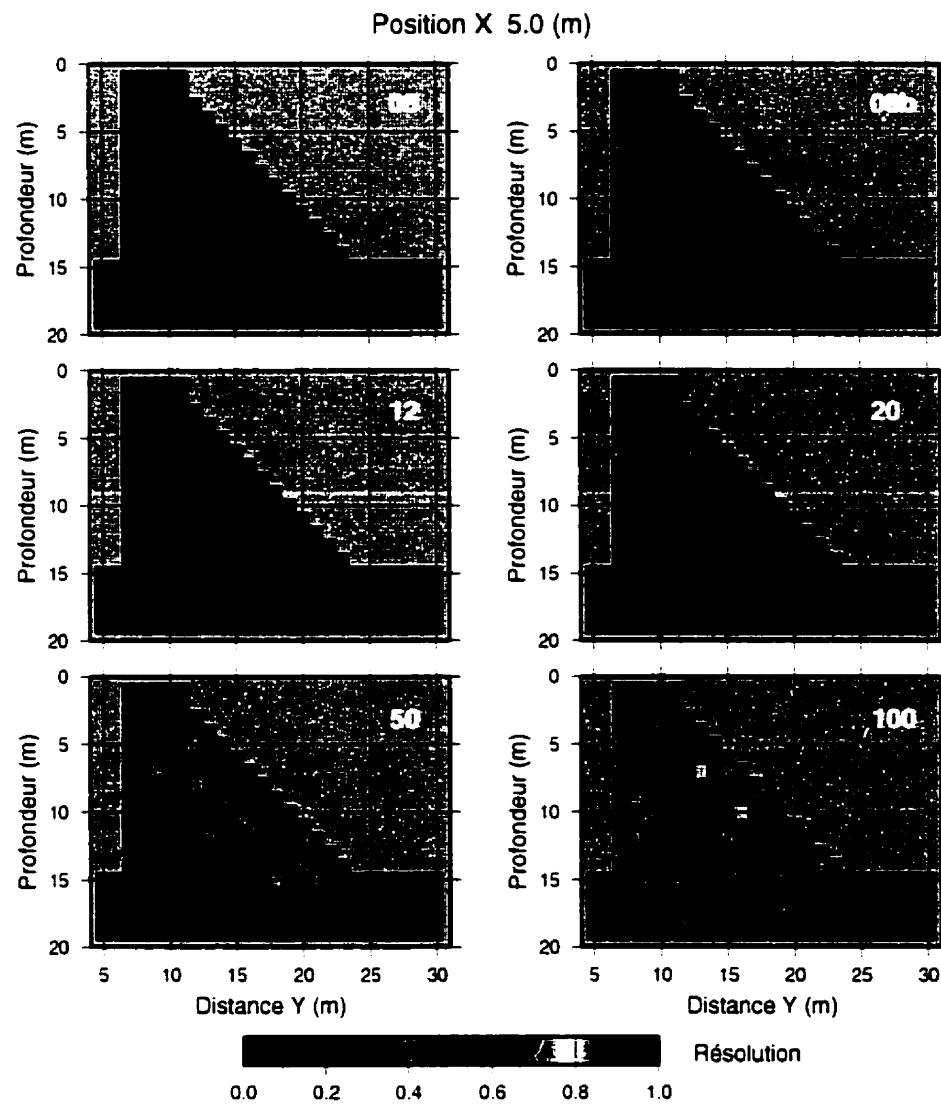


Figure 8.26: Résolution de la vitesse pour les modèles de la figure 8.25.

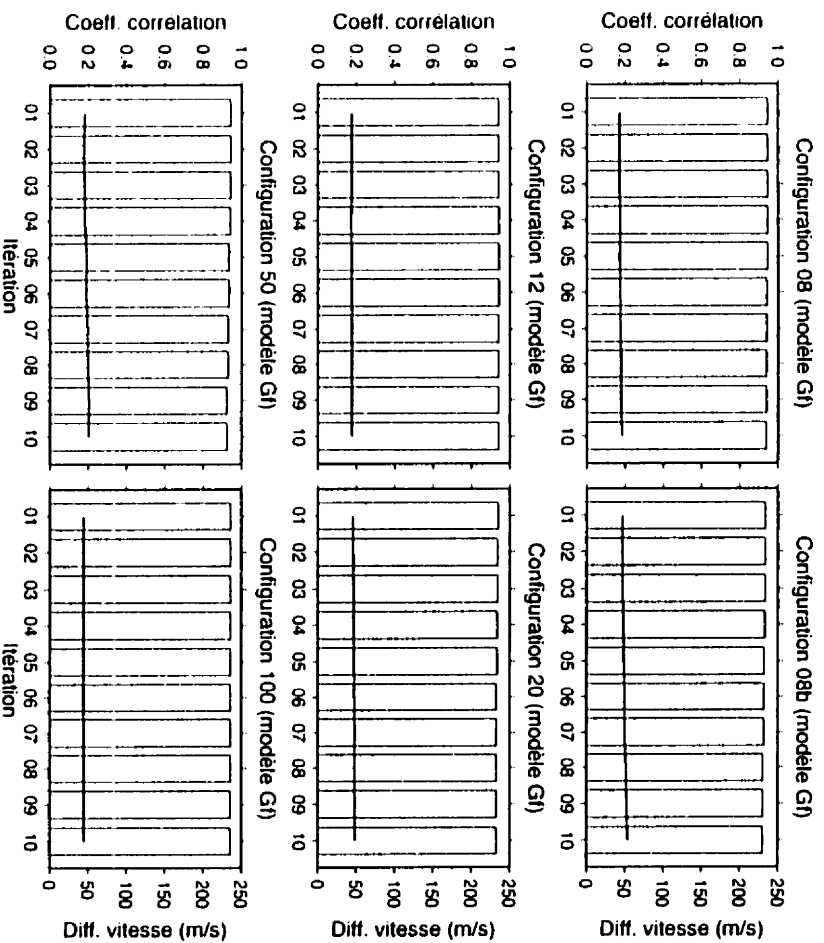


Figure 8.27: Évolution du coefficient de corrélation (barres verticales) et de la différence RMS (trait) entre le modèle vrai et les modèles obtenus au cours de l'inversion – hypocentres fixés, modèle G initial et temps d'arrivée propres.

vitesse (étape 11 en figure 8.2). L'effet du critère de Parker (1994) (§ 8.2.2) sur la convergence de (6.11) n'a pu encore être étudié. Finalement, il serait également souhaitable d'étudier si une décroissance du lagrangien λ en fonction des itérations permettrait d'améliorer la solution. Une contrainte de lissage plus forte au début de l'inversion permettrait de déterminer les principales anomalies supportées par les données. En assouplissant cette contrainte à partir d'un nombre donné d'itération, on peut alors espérer mieux définir les anomalies déjà trouvées.

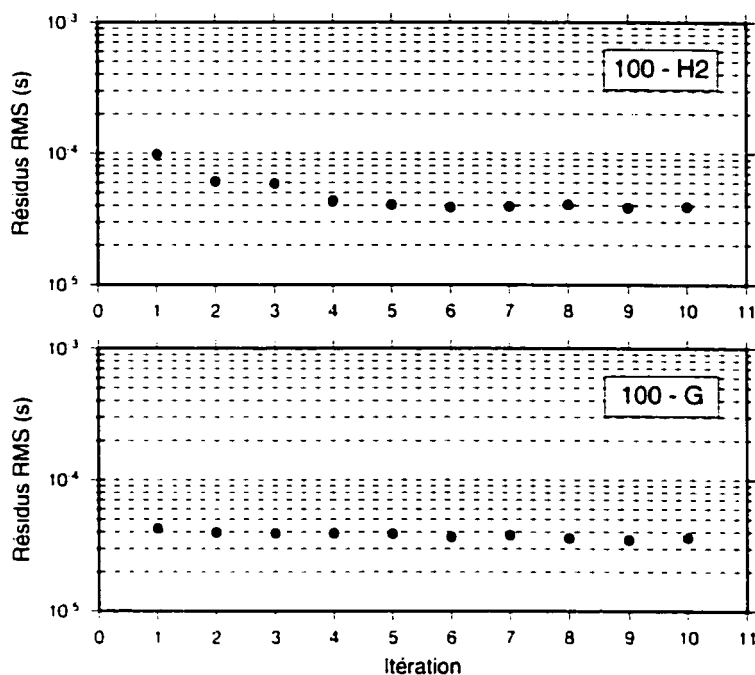


Figure 8.28: Évolution du résidu RMS pour les modèles initiaux H2 et G – configuration 100 et temps d'arrivée propres.

8.7 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent que la localisation des événements par inversion conjointe hypocentre-vitesse est avantageuse par rapport à une localisation avec modèle de vitesse constante (MC). Deux contextes peuvent se présenter lorsque l'on cherche à localiser les événements : le modèle de vitesse est inconnu ou une information *a priori* sur ce modèle est disponible. Lorsque le modèle est inconnu, l'inversion offre le triple avantage de localiser les événements de façon plus précise que la méthode MC, cela pour un nombre plus élevé d'entre eux, et permet d'imager le modèle de vitesse. Lorsqu'une information *a priori* est disponible, le coût en calcul de l'inversion est justifié si on cherche à mieux définir le modèle de vitesse, car dans ce cas la localisation MC offre une précision et un taux de localisation comparable. Le nombre de capteurs semble d'importance secondaire

pour obtenir une localisation précise et un taux de localisation élevé, *en autant qu'un certain nombre d'entre eux puisse être placé dans la structure du côté amont et qu'une couverture volumique puisse être obtenue*. Si tel est le cas, un dizaine de capteur permet d'atteindre une précision satisfaisante. Lorsque l'on cherche à bien caractériser le modèle de vitesse, le nombre de capteurs doit être au minimum doublé. Et, au risque de se répéter, le fait d'accroître le nombre de capteur est futile si on ne peut disposer d'un certain nombre du côté amont. Par ailleurs, les résultats montrent que lorsque les données sont très bruitées, le modèle de vitesse obtenu de l'inversion correspond mal au modèle vrai. En particulier, l'anomalie de basse vitesse recherchée dans notre exemple ne peut être recouverte. Nos résultats montrent qu'une solution satisfaisante est obtenue si le niveau de bruit n'excède pas 2%.

Évidemment, ces conclusions devront être cautionnées par des tests réalisés avec des données réelles. À ce jour, des tests préliminaires ont été réalisés sur une maquette de barrage au laboratoire de recherche en génie civil de l'IREQ. Lors de la prise de mesures sur cette maquette, des coups de marteau étaient frappés sur la surface de la maquette, à des positions relevées au préalable, pour déclencher l'enregistrement et ainsi simuler une source. Cependant, le fait que les sources soient situées à la surface nuit au taux de localisation. En effet, puisque la source est à la surface, la probabilité qu'elle soit relocalisée à l'extérieur de la maquette à un moment ou un autre est élevée. À ce moment, l'événement est rejeté par le programme (§ 8.2.1). Ces tests n'ont pu donner des résultats satisfaisants.

Finalement, nos résultats montrent également que lorsque le modèle de vitesse initial satisfait au critère des moindres carrés au début de l'inversion, celle-ci diverge. Trois modifications au programme sont proposées pour empêcher cela. On veut d'abord déterminer un critère d'arrêt qui sera fonction de l'évolution du résidu RMS. On souhaite également étudier l'effet d'un resserrement du critère de convergence en

fonction des itérations, lors du calcul de la correction de vitesse. La dernière avenue considérée consiste à assouplir la contrainte lissage à partir d'un nombre donné d'itération, afin de permettre un meilleur contraste des anomalies déjà trouvées.

CHAPITRE 9

AXES DE RECHERCHE SUGGÉRÉS

9.1 Introduction

Au moment d'entreprendre cette thèse, des ambitions titanesques habitaient le thésard. Force lui fut de constater l'emprise du temps sur la réalisation de ses objectifs. Le programme initial de recherche comportait trois volets : les deux premiers traités dans les deux parties de cette thèse, et un troisième traitant de l'étude des mécanismes au foyer.

Par ce dernier chapitre, on vise à présenter au lecteur les pistes retenues initialement qui n'ont pu être étudiées. La première section du chapitre rejoint la première partie de la thèse et traite des techniques de traitement du signal permettant d'accroître la détectabilité et la discrimination des événements microsismiques dans un signal bruité. La deuxième section du chapitre touche différentes analyses permettant de caractériser les mécanismes au foyer. La connaissance de ces mécanismes permet de déterminer dans une certaine mesure l'état de contrainte au moment de l'émission.

9.2 Détection des événements par traitement du signal

Comme on l'a vu dans la première partie de la thèse, la détection d'un événement sismique est fonction des paramètres que sont : l'énergie de la source et son diagramme de rayonnement, la sensibilité des capteurs, l'atténuation de l'énergie sismique par le milieu, et le niveau de bruit ambiant. Parmi ces paramètres, les caractéristiques de la source, l'atténuation du milieu et, jusqu'à un certain degré le bruit, sont extrinsèques à l'action humaine : et le pouvoir de détection de la méthode de surveillance doit s'y soumettre. À un élément près. Des techniques de traitement du signal ont été développées afin de réduire l'effet néfaste du bruit sur la détection. On présente ici de telles techniques.

9.2.1 Filtrage de Wiener

Une technique simple de conception de filtre consiste à minimiser au sens des moindres carrés la différence entre un sismogramme d_t convolué avec le filtre f_t recherché (l'inconnu) et le signal sismique s_t supposé connu. On considère que le sismogramme est constitué de la somme du signal s_t et d'un bruit n_t , tout deux stationnaires, pour des temps t discrets tel que

$$d_t = n_t + s_t. \quad (9.1)$$

Considérons que N jeux de données provenant d'un même système sont disponibles. Pour un jeu k , on a un sismogramme

$$d_t^{(k)} = n_t^{(k)} + s_t^{(k)}. \quad (9.2)$$

On cherche alors à minimiser le terme suivant

$$\sum_{k=1}^N \left(\sum_{i=1}^n d_{t-i}^{(k)} f_i - s_t^{(k)} \right)^2. \quad (9.3)$$

ce qui est fait en dérivant cette expression par rapport aux paramètres f_i du filtre et en l'égalant à zéro. On trouve ainsi (Aki et Richards, 1980)

$$\sum_i f_i \sum_k d_{t-i}^{(k)} d_{t-j}^{(k)} = \sum_k s_t^{(k)} d_{t-j}^{(k)}. \quad (9.4)$$

On dénote que les sommations sur k sont en fait la fonction d'autocorrélation de d_t et la fonction d'intercorrélation entre s_t et d_t , exprimées par r_τ et g_τ respectivement (§ A.2.1). L'équation (9.4) peut alors se récrire

$$\sum_i f_i r_{j-i} = g_j \quad (9.5)$$

ou, sous la forme matricielle pour des séquences de n éléments

$$\begin{bmatrix} r_0 & r_1 & \cdots & \cdots & r_{n-1} \\ r_1 & r_0 & r_1 & & \vdots \\ \vdots & r_1 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \ddots & r_1 \\ r_{n-1} & \cdots & \cdots & r_1 & r_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f_0 \\ f_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ f_{n-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_0 \\ g_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ g_{n-1} \end{bmatrix} \quad (9.6)$$

Il s'agit de résoudre ce système pour obtenir les paramètres du filtre.

Évidemment, à une prédiction par moindre carrés est toujours associée une erreur. On note également que la résolution du système (9.6) peut être instable du point de vue numérique. En pratique, on ajoute un faible pourcentage de bruit blanc au système pour que le spectre des valeurs propres du système soit exempt de zéros.

9.2.2 Filtrage multi-canal

9.2.2.1 Filtre prédictif

La méthode précédente peut être étendue à un système à plusieurs canaux. On tire alors avantage de la connaissance du bruit dans plusieurs canaux pour mieux

le prédire. Disposant de M stations, le sismogramme de la i^e station sera

$$d_{t,i} = n_{t,i} + s_{t,i}, \quad i = 1, 2, \dots, M. \quad (9.7)$$

Si on considère que les processus sont tous stationnaires, les coefficients du filtre déterminés pour un temps t sont valables en tout temps. En suivant la même procédure qu'à la section précédente, le filtre est dans ce cas trouvé en minimisant (Aki et Richards, 1980)

$$\left\langle \left(\sum_T \sum_{j=1}^M f_{T,i,j} d_{t-T,j} - s_{t,i} \right)^2 \right\rangle, \quad (9.8)$$

où les crochets $\langle \rangle$ indiquent la moyenne sur plusieurs échantillons. On obtient le système suivant à résoudre

$$\sum_T \sum_{j=1}^M f_{T,i,j} \langle d_{t-T,j} d_{t-T',k} \rangle = \langle s_{t,i} d_{t-T',k} \rangle, \quad (9.9)$$

ou, en utilisant les fonction d'auto et intercorrélations

$$\sum_T \sum_{j=1}^M f_{T,i,j} t_{T-T',jk} = g_{T',ik}. \quad (9.10)$$

Clærbout (1964) a utilisé cette méthode sur des données téléseismiques. Ce filtre a l'avantage de préserver le temps d'arrivée de l'onde et la forme de la première montée, qui sont les paramètres de première importance. Par contre, la forme de l'onde subira une distorsion à partir du moment où l'intervalle de prédiction est plus long que le signal s_t .

9.2.2.2 Méthode du maximum de vraisemblance

La méthode précédente est basée sur la stationnarité des séries temporelles. Cette hypothèse est irréaliste en sismologie si on cherche à étudier la forme complète de l'onde. Une autre façon de traiter le signal sismique est de considérer que l'onde

transitoire incidente est la même à toutes les stations, à un décalage dans le temps près.

Considérons le système à un temps fixe donné. On a ainsi les sismogrammes

$$d_i = s + n_i, \quad i = 1, 2, \dots, M. \quad (9.11)$$

Ce modèle suppose que les sismogrammes obéissent à une distribution gaussienne de moyenne s et de matrice de covariance

$$\rho_{ij} = \langle n_i n_j \rangle. \quad (9.12)$$

Lorsque la séquence de donnée est de longueur N , la matrice de covariance devient

$$\rho_{ij}^{kl} = \langle (d_{k,i} - s_k)(d_{l,j} - s_l) \rangle, \quad (9.13)$$

de dimension $MN \times MN$, avec i et j référant aux stations et k et l référant aux temps discrets.

La fonction de densité de probabilité conjointe s'écrit pour le système au temps t

$$f(d_1, d_2, \dots, d_M) = \frac{|\phi|^{1/2}}{(2\pi)^{M/2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^M \phi_{ij} (d_i - s)(d_j - s) \right], \quad (9.14)$$

où ϕ_{ij} est l'élément ij de la matrice inverse de ρ_{ij} et $|\phi|$ est son déterminant. Pour des séquences de longueur N , la fonction de densité de probabilité devient

$$f = \frac{|\Phi|^{1/2}}{(2\pi)^{MN/2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^M \sum_{k,l=1}^N \Phi_{ij}^{kl} (d_{k,i} - s_k)(d_{l,j} - s_l) \right]. \quad (9.15)$$

(Aki et Richards, 1980) ont montré que la probabilité (9.14) est maximum si on choisi s pour minimiser

$$\sum_{i,j}^M \phi_{ij} (d_i - s)(d_j - s). \quad (9.16)$$

Ce minimum survient pour

$$s = \frac{\sum_{i,j}^M \phi_{ij} d_i}{\sum_{i,j}^M \phi_{ij}}. \quad (9.17)$$

et s constitue alors l'estimé du maximum de vraisemblance du signal lorsque les données ne sont constituées que pour un seul temps t . Pour des séquence de longueur N , on trouve pour s_k

$$\sum_{k=1}^N s_k \sum_{i,j}^M \Phi_{ij}^{kl} = \sum_{k=1}^N \sum_{i,j=1}^M d_{k,i} \Phi_{ij}^{kl}, \quad l = 1, 2, \dots, N. \quad (9.18)$$

La méthode du maximum de vraisemblance s'avère efficace lorsque le bruit est cohérent à travers un réseau de capteurs. Capon *et al.* (1968, 1969) l'ont utilisé avec succès en télésismique pour éliminer des ondes de Rayleigh provenant d'un second séisme.

9.2.3 Détection basée sur la maximisation du rapport signal/bruit

9.2.3.1 Filtrage adapté

Lorsque les signaux sont stationnaires, le filtrage adapté permet de détecter la présence d'un signal de forme connue ou de fonction d'autocorrélation connue, dans une séquence composée de ce signal et d'un bruit blanc ou coloré. Le filtre adapté voit sa désignation provenir du fait qu'il est adapté de façon optimale au signal recherché.

Filtre adapté en présence de bruit blanc

Soit un sismogramme tel que décrit à l'équation (9.1) où le bruit n_t est blanc. Soit également un filtre a_t tel que sa sortie à une entrée d_t est

$$\begin{aligned} y_t = d_t * a_t &= (n_t + s_t) * a_t \\ &= n_t * a_t + s_t * a_t \\ &= c_t + v_t \end{aligned} \quad (9.19)$$

où c_t et v_t sont respectivement la réponse du filtre au signal pur et au bruit blanc pur. On cherche dans ce cas un filtre donnant le rapport signal sur bruit

$$\mu = \frac{\text{Valeur du signal filtré au temps } t_0}{\text{Puissance moyenne du bruit filtré à } t_0} \quad (9.20)$$

qui sera le plus grand possible.

Pour des séquences longues de $N+1$, la convolution de s_t avec a_t est de longueur $2N+1$. Posons le temps t_0 égal à N . On a alors

$$\begin{aligned} \mu = \frac{c_N^2}{E\{v_N^2\}} &= \frac{(a_0 s_N + a_1 s_{N-1} + \dots + a_N s_0)^2}{E\{v_N^2\}} \\ &= \frac{(a_0 s_N + a_1 s_{N-1} + \dots + a_N s_0)^2}{q_0(a_0^2 + a_1^2 + \dots + a_N^2)} \end{aligned} \quad (9.21)$$

car on sait que la puissance du bruit blanc est une constante, en l'occurrence q_0 . En utilisant l'inégalité de Cauchy $(\sum ab)^2 \leq \sum a^2 \sum b^2$, on trouve l'expression

$$\mu \leq \frac{1}{q_0}(s_0^2 + s_1^2 + \dots + s_N^2), \quad (9.22)$$

qui devient une égalité si le filtre est donné par

$$(a_0, a_1, \dots, a_N) = (s_N, s_{N-1}, \dots, s_0). \quad (9.23)$$

On remarque ainsi que le filtre adapté n'est ni plus ni moins que la séquence du signal recherché renversée. Le filtrage peut donc se faire en effectuant l'intercorrélation du sismogramme g_t avec le signal s_t recherché, et le filtre donne une sortie maximum au sens de μ si le signal s_t est présent dans g_t .

Filtre adapté en présence de bruit coloré

Que se passe-t-il si le bruit est coloré? Le terme q_0 de l'équation (9.21) devient la matrice \mathbf{q} d'autocorrélation du bruit n_t , de dimension $(N+1) \times (N+1)$. Le rapport signal sur bruit devient alors

$$\mu = \frac{(\mathbf{a}\mathbf{s}^T)^2}{\mathbf{a}\mathbf{q}\mathbf{a}^T} = \frac{(\mathbf{a}\mathbf{s})^T(\mathbf{s}\mathbf{a}^T)}{\mathbf{a}\mathbf{q}\mathbf{a}^T}. \quad (9.24)$$

où $\mathbf{a} = (a_0, a_1, \dots, a_N)$ et $\mathbf{s} = (s_N, s_{N-1}, \dots, s_0)$. En dérivant (9.24) et en égalant à zéro, on trouve le filtre optimum lorsque (Robinson et Treitel, 1980)

$$\mathbf{q}\mathbf{a}^T = \mathbf{s}^T. \quad (9.25)$$

9.2.3.2 Filtre « énergie »

Si le signal recherché est transitoire, ce qui est le cas en sismologie, le filtre « énergie » (*output energy filter*, Robinson et Treitel (1980)) constitue le filtre optimum pour détecter ce signal en présence de bruit.

On définit dans ce cas le rapport signal sur bruit en terme d'énergie comme

$$\lambda = \frac{\text{Énergie du signal filtré}}{\text{Puissance moyenne du bruit filtré}} = \frac{\sum_t c_t^2}{E\{v_t^2\}} \quad (9.26)$$

Ce filtre se construit à partir de la connaissance du spectre d'amplitude du signal s_t , dénoté $|S(f)|$. Sachant qu'à partir de $|S(f)|$ on peut calculer le spectre de densité d'énergie du signal par la relation $R(f) = S(f)S^*(f) = |S(f)|^2$, on peut alors déterminer l'autocorrélation de s_t à partir de la transformée cosinus de Fourier inverse de $R(f)$.

On peut alors introduire ici la matrice d'autocorrélation \mathbf{r} du signal s_t , de dimension $(N+1) \times (N+1)$: ce qui permet de récrire le rapport signal/bruit comme

$$\lambda = \frac{\sum_t c_t^2}{E\{v_t^2\}} = \frac{\mathbf{a}\mathbf{r}\mathbf{a}^T}{\mathbf{a}\mathbf{q}\mathbf{a}^T}. \quad (9.27)$$

En dérivant λ par rapport à \mathbf{a} et en égalant à zéro, on trouve (Robinson et Treitel, 1980)

$$(\mathbf{r} - \lambda\mathbf{q})\mathbf{a}^T = 0, \quad (9.28)$$

où seulement \mathbf{r} et \mathbf{q} sont connus. On reconnaît en l'équation (9.28) un problème aux valeurs propres généralisé. Dans ce cas, λ constitue la valeur propre et le filtre \mathbf{a} est le vecteur propre associé. On choisira donc le vecteur propre associé à la valeur propre maximale, λ_{max} .

9.2.4 Détection automatique

En sismologie, différentes techniques ont été mises au point afin de détecter automatiquement des séismes. À titre indicatif, on dénombre entre autre des méthodes basées sur le rapport entre les enveloppes moyennes à court et long terme Earle et Shearer (1994), la reconnaissance de forme (Joswig, 1990), et l'utilisation de filtres prédicteurs (Granet, 1983) et de filtres adaptés Ferber et Harjes (1985).

9.3 Étude des mécanismes au foyer

On présente très succinctement dans cette section différentes techniques et méthodes pour caractériser les sources sismiques.

9.3.1 Calcul de la libération de contrainte

Le concept général de chute de contrainte (*stress drop*) est apparu pour quantifier l'ampleur de la libération de la contrainte lors d'une déformation. Cinq estimateurs ont été définis (Boatwright, 1984) qui correspondent à différents modèles ou hypothèses.

Un premier estimateur relie la chute de contrainte statique moyenne $\Delta\sigma$ (*average static stress drop*) d'une faille circulaire au glissement moyen \bar{u} , la rigidité μ , et le rayon de la faille r par (Keilis-Borok, 1957)

$$\Delta\sigma = \mu \frac{7\pi}{16} \frac{\bar{u}}{r}. \quad (9.29)$$

Il a été démontré que cette relation sous-estime la chute de contrainte (Madarriaga, 1979). Brune (1970) a proposé un modèle reliant le spectre des ondes S à la contrainte « effective », soit la chute de contrainte dynamique. En assumant que la contrainte effective est égale à la chute de contrainte statique moyenne, on peut

arriver à exprimer la chute de contrainte de Brune (*Brune stress drop*) comme

$$\Delta\sigma = 8.5 M_0 \left(\frac{f_c}{\beta} \right)^3. \quad (9.30)$$

Trois estimateurs tiennent compte d'une chute de contrainte dynamique. Wyss (1979) a défini la contrainte apparente en se basant sur E_s , l'énergie irradiée comme

$$\tau_a = \frac{\mu E_s}{M_0}. \quad (9.31)$$

Il a été démontré que la contrainte apparente τ_a est sensiblement égale à la chute de contrainte statique $\Delta\sigma$. Les deux estimateurs suivant sont calculés à partir de mesure de la vitesse ou de l'accélération des particules au sol. Boatwright (1980) propose un estimateur calculé à partir de la pente initiale de la vitesse des particules au sol mesurée. Son modèle s'appuie sur la théorie présentée à la section 4.2.2. En posant $\zeta = v/\beta \sin \theta$ où v est la vitesse de rupture et θ est l'angle entre la normale à la faille et la direction de l'onde S, Boatwright arrive à l'expression suivante pour la chute de charge dynamique

$$\tau_e = \frac{[\rho(\xi)\rho(\mathbf{x})\beta(\mathbf{x})]^{1/2} \beta^{5/2}(\xi)}{v^3} \left(\frac{R}{F_c} \right) (1 - \zeta^2)^2 \left\langle \frac{\dot{u}}{t} \right\rangle. \quad (9.32)$$

Boatwright définit $\rho(\xi)$ comme la densité à la source et $\rho(\mathbf{x})$ et $\beta(\mathbf{x})$ comme la densité et la vitesse des ondes S au point de mesure. R est un facteur de divergence géométrique et F_c est le diagramme de rayonnement. Un deuxième estimateur de la chute de charge dynamique a été proposé par Hanks et McGuire (1981) calculé à partir de l'accélération a_{rms} évaluée pendant l'arrivée de l'onde S. Leur estimateur s'exprime comme

$$\Delta\sigma_{rms} = 2.7 \frac{\rho R}{\langle F_c \rangle} \left(\frac{f_c}{f_{max}} \right)^{1/2} a_{rms}. \quad (9.33)$$

9.3.2 Tracé du déplacement des particules

Une analyse qualitative simple à effectuer consiste à tracer la progression dans le temps du déplacement des particules au sol en un point fixe. Le tracé projeté

dans le plan horizontal ou dans un plan normal à la direction d'incidence permet de voir si l'onde est polarisée et donne une indication sur le déplacement à la source.

9.3.3 Tenseur de contrainte et plans de faille

Rivera et Cisternas (1990) proposent une méthode pour déterminer le tenseur de contrainte d'une région donnée. Leur méthode repose sur l'utilisation des mesures de polarité et de l'angle d'arrivée enregistrés à un groupement de géophones. Leur méthode diffère des méthodes traditionnelles en ce qu'elle ne nécessite pas la détermination des mécanismes au foyer de chaque événement. On peut ainsi se débarrasser de l'hypothèse voulant que les microséismes soient générés par un seul type de mécanisme. Les auteurs posent plutôt que les événements enregistrés sont dus à un tenseur valable dans la zone des hypocentres. On peut ainsi retrouver un modèle à plusieurs failles et vecteurs de glissement.

Rivera et Cisternas ont dérivé une expression théorique pour l'amplitude et la polarité d'une onde P en fonction du tenseur de contrainte. Une inversion est effectuée pour restituer le tenseur de contrainte générateur des événements mesurés.

9.3.4 Analyse simplifiée du tenseur du moment

Ohtsu (1991) a démontré qu'il est possible de déterminer les six composantes du tenseur du moment à partir des seules mesures de première amplitude des ondes P, en supposant que le milieu est homogène et isotrope. La méthode consiste à résoudre par inversion les six composantes de m_{pq} (cf. éq. (4.1)) reliées à l'amplitude de l'onde P mesurée à six capteurs, et définies par le système d'équation (Ohtsu, 1991)

$$u^P(\mathbf{x}) = D \frac{r_i \eta_i r_p r_q m_{pq}}{R}. \quad (9.34)$$

où $u^P(\mathbf{x})$ est l'amplitude de l'onde P à la position \mathbf{x} . R est la distance de la source au capteur, r_i est son cosinus directeur, η_i indique la direction du capteur et D est

un facteur de sensibilité du capteur. Les termes r_p et r_q représentent des vecteurs unitaires dans les directions p et q respectivement. On peut récrire l'équation (4.2) en fonction du module de cisaillement μ et du coefficient de Poisson σ telle que

$$m_{pq} = \mu \left[\frac{2\sigma}{1-2\sigma} u_k \nu_k + u_p \nu_q + u_q \nu_p \right] \quad (9.35)$$

où ν est un vecteur unitaire normal à la surface de la fissure. D'après Ohtsu (1991), l'équation (9.35) peut être décomposée pour trouver les valeurs propres suivantes

$$\begin{aligned} \text{Valeur propre max.} &: \mu \left(\frac{u_k \nu_k}{1-2\sigma} + |u_k| \right), \\ \text{Valeur propre interm.} &: \frac{2\mu\sigma u_k \nu_k}{1-2\sigma}, \\ \text{Valeur propre min.} &: \mu \left(\frac{u_k \nu_k}{1-2\sigma} - |u_k| \right). \end{aligned} \quad (9.36)$$

Sachant qu'en présence d'une fissure en cisaillement pur, \mathbf{u} est perpendiculaire à ν , c.-à-d. $u_k \nu_k = 0$, et qu'en présence d'une fissure en tension pure \mathbf{u} est parallèle à ν , c.-à-d. $u_k \nu_k = 1$, il est possible de classer le type de fissuration à partir de la décomposition de m_{pq} . L'auteur propose une classification basée sur la contribution principale de ces types de fissuration en termes de double couple (DC), d'un *dipôle linéaire compensé* (CLVD) et d'une partie isotrope (figure 9.1). Ces proportions relatives sont déterminées par

$$\begin{aligned} \frac{\text{Valeur propre max.}}{\text{Valeur propre max.}} &= 1 = X + Y + Z, \\ \frac{\text{Valeur propre interm.}}{\text{Valeur propre max.}} &= 0 - 0,5Y + Z, \\ \frac{\text{Valeur propre min.}}{\text{Valeur propre max.}} &= -X - 0,5Y + Z, \end{aligned} \quad (9.37)$$

après normalisation par la valeur propre maximale. Ainsi, les sources avec un ratio X supérieur à 50% sont considérées comme des fissures de cisaillement, alors que lorsque $X < 50\%$ et $Y+Z > 50\%$, les sources sont supposées en tension.

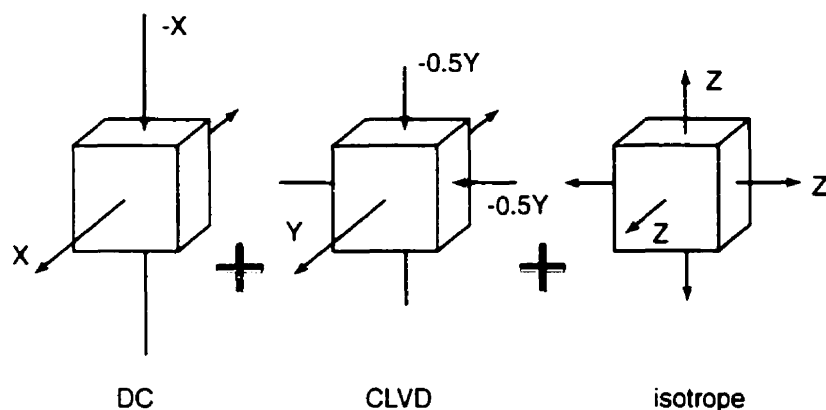


Figure 9.1: Décomposition en valeurs propres en termes de parties DC, CLVD et isotrope. La fissure est classifiée en fonction des proportions relatives de X , Y et Z .

9.4 Conclusion

On a présenté dans ce chapitre des méthodes pour accroître le pouvoir de détection des événements microsismiques, et pour caractériser les mécanismes au foyer. Parmi les techniques de traitement du signal, on retient en particulier la méthode du maximum de vraisemblance et le filtre énergie. Parmi, les méthodes permettant de caractériser les mécanismes aux foyer, celles de Rivera et Cisternas (1990) et Ohtsu (1991) sont également des avenues intéressantes.

CONCLUSION

On a tenté d'établir dans cette thèse si l'auscultation microsismique peut être utilisée pour surveiller les barrages en béton. Y répondre dépend de plusieurs facteurs et du degré d'information recherché. Trois questions doivent être soulevées chronologiquement, dont les réponses successives conditionneront la poursuite du cheminement : (1) est-il d'abord possible de détecter les événements à l'intérieur d'un rayon d'action utile, (2) est-il possible, le cas échéant, de localiser leurs sources précisément, et finalement (3) est-il possible de déterminer le mécanisme responsable de cette émission. Des éléments de réponse sont proposés pour répondre aux deux premières de ces trois questions.

Détection des événements

Dans la première partie de la thèse, on évalue les paramètres régissant la détectabilité des événements microsismiques, à savoir l'atténuation *in situ* des ondes sismiques dans le béton, le niveau de bruit susceptible d'être observé sur un barrage, et la réponse sismique de fissures de dimensions données. Des mesures effectuées au barrage de Carillon montrent que le facteur Q , de l'ordre de 5 à 10, y est plus faible que ce qu'on observe en général dans les roches et que ce qu'on a mesuré sur des bétons en laboratoire. On soupçonne que cette forte atténuation soit en partie attribuable à la diffusion de l'énergie sismique par les granulats du mélange, et en partie due à un couplage inadéquat des capteurs lors de la prise des mesures. On a

évalué l'effet du couplage sur le facteur Q , et on pose qu'un couplage optimal rende un facteur Q de l'ordre de 50.

Le bruit a également été étudié à partir des mesures réalisées au barrage de Carillon. La prise de mesures sur un seul barrage et sur une période de mesure restreinte à 38 jours nous empêche de tirer des conclusions formelles au sujet de ce paramètre. Néanmoins, des limites supérieures du niveau de bruit ont été établies afin de permettre la détermination d'un seuil de détectabilité. Par ailleurs, l'étude des caractéristiques spectrales et statistiques des enregistrements indique que les accéléromètres seraient plus propices que les géophones à fournir un signal apte à être traité pour rehausser la détectabilité.

La modélisation numérique d'événements microsismiques sur un barrage comme celui de Carillon a ensuite été accomplie en utilisant différentes tailles de fissures et différentes valeurs du facteur Q . Ces modélisations montrent que dans des conditions optimales, on est en droit de s'attendre à pouvoir détecter tout défauts de 0.01 m^2 à une distance de 25 m. Cette distance *peut* atteindre 100 m pour un certain nombre de ces événements. Si les défauts font 1 m^2 , la distance peut atteindre 220 m.

Localisation des hypocentres

Dans la deuxième partie de la thèse, on présente une méthode de localisation des sources sismiques basée sur l'inversion conjointe hypocentre-vitesse des temps d'arrivée sismique. Différentes méthodes de localisation sont d'abord évaluées. Parmi celles-ci, l'inversion se démarque par sa capacité à fournir une information supplémentaire : la distribution des vitesses sismiques au sein du milieu. Ce paramètre est corrélé avec la compétence du matériau, et une image de sa distribution spatiale reflète l'état de la structure. Sa connaissance est donc un atout. Par ailleurs, la

méthode d'inversion repose sur l'utilisation d'une routine de modélisation du tracé des rais. Différents algorithmes de modélisation existent, parmi lesquels la méthode des graphes s'avère appropriée pour notre application. Une version publique a été implémentée dans le programme d'inversion développé dans cette thèse.

Le programme d'inversion a été testé avec des données synthétiques. Le modèle de vitesse synthétique comporte trois anomalies de basse vitesse. Des jeux de données de temps d'arrivée propres et avec une erreur de 2%, 5%, 10% et 20% ajoutée ont été générés, et les jeux de données ainsi bruités ont été décimés pour réaliser ces tests. Six configurations de capteurs ont été testés, en utilisant trois modèles de vitesse de départ. Les résultats de ces inversions montrent qu'une localisation précise peut être atteinte avec une dizaine de capteurs, à la condition de pouvoir compter sur des capteurs à la base de l'ouvrage du côté amont, en plus des capteurs sur la crête et du côté aval. Si l'on s'intéresse à la justesse du modèle de vitesse restitué par l'inversion, ce nombre doit au minimum être doublé. De plus, des temps d'arrivée relativement propres (niveau de bruit n'excédant pas 2%) doivent être disponibles pour résoudre le modèle de vitesse convenablement.

Recommandations

Mesures additionnelles

Il est impératif de valider la valeur du facteur Q avancée dans ce travail par de nouvelles mesures. Idéalement, ces mesures devraient être complétées sur plusieurs barrages afin de permettre l'obtention d'une valeur représentative pour ce type d'ouvrage. Également, il est essentiel lors de l'acquisition de s'assurer que le couplage des capteurs au béton est le meilleur possible. Un bon couplage est obtenu lorsque les capteurs peuvent être encastrés dans le béton.

Par ailleurs, le bruit doit être étudié sur une plus longue période. En sismologie,

les variations saisonnières du climat sont fortement corrélées au niveau de bruit observé, et il est important de s'assurer que, tel qu'on le soupçonne, ce n'est pas le cas dans la gamme des fréquences utile à l'auscultation microsismique. De plus, comme dans le cas du facteur Q , le bruit doit être mesuré sur plusieurs barrages afin de s'assurer de la représentativité des résultats.

Considérations relatives à la planification d'un levé

En plus de la bonne qualité du couplage déjà mentionnée, tout levé devrait compter sur un certain nombre de capteurs placés *dans* l'ouvrage, par exemple dans des galeries, et situées du *côté amont* de la structure. Ceci est essentiel pour bien localiser les événements, ainsi que pour mieux résoudre la distribution des vitesses sismiques par inversion. Également, l'utilisation de capteurs triaxiaux permet à toute fin pratique de doubler le rayon de détectabilité de la méthode. On devrait pouvoir compter sur de tels capteurs, à tout le moins aux extrémités du volume à l'étude. Des capteurs uniaxiaux pourraient être ajoutés en plus grand nombre entre les triaxiaux, afin d'optimiser la détermination du modèle de vitesse. Finalement, l'utilisation d'accéléromètres plutôt que de géophones semble plus prometteuse pour le rehaussement de la qualité des signaux, bien que cela requiert confirmation. À ce stade, l'utilisation combinée d'accéléromètres et de géophones est donc souhaitable.

Validation des hypothèses soulevées

On a dit que des mesures sont nécessaires pour valider la valeur du facteur Q estimée à Carillon. Il serait également intéressant de modéliser numériquement la diffusion de l'énergie sismique dans le béton afin d'établir si la forte atténuation est attribuable à la composition granulat-ciment, et donc intrinsèque à ce matériau. De telles modélisations ont déjà été réalisées pour des roches (Frankel et Clayton,

1986; Wu *et al.*, 2000), et cela ne devrait pas poser problème pour le béton. Par ailleurs, la validation du calcul des dérivées partielles $\partial t / \partial x$ (§ 7.4.3.2) découlant de l'utilisation de la méthode des graphes doit également être complétée.

Améliorations au programme d'inversion

On a soulevé au chapitre 8 trois modifications envisageables pour améliorer la performance du programme d'inversion. D'abord, un test utilisant le résidu devra être implémenté dans le programme pour décider de la poursuite des itérations. On souhaite également étudier l'effet d'un resserrement du critère de convergence en fonction des itérations, lors du calcul de la correction de vitesse. La dernière avenue considérée consiste à assouplir la contrainte lissage à partir d'un nombre donné d'itérations, afin de permettre un meilleur contraste des anomalies déjà trouvées, et de considérer les méthode de détermination des lagrangiens traités dans Idier (2000).

Traitement des données

Dans le cas où de nouvelles mesures confirment une faible valeur du facteur de qualité pour les béton, il serait intéressant de tester la méthode du maximum de vraisemblance et le filtre énergie pour le développement d'une procédure de détection en temps réel.

BIBLIOGRAPHIE

- AKI, K. (1967). Scaling Law of Seismic Spectrum. *Journal of Geophysical Research*, 72, 1217-1231.
- AKI, K. et RICHARDS, P. G. (1980). Quantitative Seismology : Theory and Methods. W. H. Freeman and Company, San Francisco.
- BALLIVY, G. et RHAZI, J. (1993). Auscultation et instrumentation : Problématique et devenir. Dans *Auscultation et instrumentation des ouvrages en service*. 3^e Colloque sur la réfection des infrastructures de béton. CRIB, 2-30.
- BÄTH, M. (1974). Spectral Analysis in Geophysics, volume 7 de *Developments in Solid Earth Geophysics*. Elsevier Scientific Publishing Co. Amsterdam.
- BENDAT, J. S. et PERSOL, A. G. (1971). Random data : analysis and measurement procedures. John Wiley & Sons.
- BLAIR, D. P. et SPATHIS, A. T. (1982). Attenuation of Explosion-Generated Pulse in Rock Masses. *Journal of Geophysical Research*, 87, 3885-3892.
- BLOCK, L. V. (1991). Joint Hypocenter-Velocity Inversion of Local Earthquake Arrival Time Data in Two Geothermal Regions. Thèse de Doctorat, Massachusetts Institute of Technology.
- BLOCK, L. V., CHENG, C. H., FEHLER, M. C. et PHILLIPS, W. S. (1994). Seismic imaging using microearthquakes induced by hydraulic fracturing. *Geophysics*, 59, 102-112.

- BOATWRIGHT, J. (1980). A spectral theory for circular seismic sources : Simple estimates of source dimension, dynamic stress drop and radiated seismic energy. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 70, 1-27.
- BOATWRIGHT, J. (1984). Seismic Estimates of Stress Release. *Journal of Geophysical Research*, 89, 6961-6968.
- BOORE, D. M. et BOATWRIGHT, J. (1984). Average body-wave radiation coefficients. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 74, 1615-1621.
- BRUNE, J. N. (1970). Tectonic Stress and the Spectra of Seismic Shear Waves from earthquakes. *Journal of Geophysical Research*, 75, 4997-5009.
- BURG, J. P. (1975). Maximum Entropy Spectral Analysis. Thèse de Doctorat. Department of Geophysics, Sanford University, Stanford, CA.
- CAPON, J., GREENFIELD, R. L., KOLKER, R. J. et LACOSS, R. T. (1968). Short-period signal processing results for the large aperture seismic array. *Geophysics*, 33, 452-472.
- CAPON, J., GREENFIELD, R. L. et LACOSS, R. T. (1969). Long-period signal processing results for the large aperture seismic array. *Geophysics*, 34, 329-305.
- CARMICHAEL, R. S. (1989). Practical Handbook of Physical Properties of Rocks and Minerals. CRC Press inc., Boca Raton, Florida.
- CASGRAIN, P. (1993). Auscultation microsismique et acoustique au barrage de Paugan - Rapport de la phase I. Rapport technique, Géophysique GPR International inc.
- CASGRAIN, P. (1994). Auscultation microsismique et acoustique au barrage de Paugan - Rapport de la phase II. Rapport technique, Géophysique GPR International inc.

- ČERVENÝ, V., KLIMEŠ, L. et PŠENČÍK, I. (1988). Complete Seismic-Ray Tracing in Three-Dimensional Structures. Dans *Seismological Algorithms*, Édité par D. J. Doornbos, Academic Press.
- ČERVENÝ, V. et SOARES, J. E. P. (1992). Fresnel volume ray tracing. *Geophysics*, 57, 902-915.
- CHEN, H. L., CHENG, C. T. et CHEN, S. E. (1992). Determination of Fracture Parameters of Mortar and Concrete Beams by Using Acoustic Emission. *Materials Evaluation*, 50, 888-894.
- CHENG, N. et HOUSE, L. (1996). Minimum travelttime calculation in 3-D graph theory. *Geophysics*, 61, 1895-1898.
- CIGB (1988). Auscultation des barrages : Considérations générales. CIGB-ICOLD, Bulletin 60.
- CIGB (1992). Amélioration de l'auscultation des barrages : Recommandations et exemples. CIGB-ICOLD, Bulletin 87.
- CIGB (1994). Vieillissement des barrages et des ouvrages annexes : Synthèse et recommandations. CIGB-ICOLD, Bulletin 93.
- CLÉRBOUT, J. F. (1964). Detection of *P*-waves from weak sources at great distances. *Geophysics*, 29, 197-211.
- DAHLEN, F. A. et TROMP, J. (1998). Theoretical Global Seismology. Princeton University Press.
- DESCOUR, J. M. (1993). Conditions at the Pagan dam and recommendations for phase II. Rapport technique, Géophysique GPR International inc.
- DESCOUR, J. M. et MILLER, R. J. (1989). Microseismic monitoring of engineering structures. Dans *SAGEEP '89*, EEGS, Golden, Colorado, 235-261.

- DRAPER, N. R. et SMITH, H. (1981). Applied Regression Analysis. John Wiley & Sons, 2^e édition.
- DROUILLARD, T. F. (1988). Introduction to Acoustic Emission. *Materials Evaluation*, 46, 174-180.
- EARLE, P. S. et SHEARER, P. M. (1994). Characterization of Global Seismograms using an automatic-picking algorithm. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84, 366-376.
- EBERHARDT, E. (1998). Brittle Rock Fracture and Progressive Damage in Uniaxial Compression. Thèse de Doctorat, University of Saskatchewan.
- EVANS, A. G. (1978). Acoustic emission sources in brittle solids. Dans *Fundamentals of Acoustic Emission*, Édité par K. Ono, UCLA, Los Angeles. 209-227.
- FEHLER, M., HOUSE, L. et KAIEDA, H. (1987). Determining Planes Along Which Earthquakes Occur : Method and Application to Earthquakes Accompanying Hydraulic Fracturing. *Journal of Geophysical Research*, 92, 9407-9414.
- FEHLER, M. et PHILLIPS, W. S. (1991). Simultaneous inversion for Q and source parameters of microearthquakes accompanying hydraulic fracturing in granitic rock. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 81, 553-575.
- FEI, Y. (1993). A basic study for predicting the disaster in rock engineering with an acoustic emission technique. *Engineering Fracture Mechanics*, 45, 387-391.
- FERBER, R. G. et HARJES, H. P. (1985). Adaptive Processing of Digital Broad-band Seismic Data. *IEEE Transactions Geosc. Rem. Sens.*, GE-23, 789-796.
- FRANKEL, A. et CLAYTON, R. W. (1986). Finite Difference Simulations of Seismic Scattering : Implications for the Propagation of Short-Period Seismic Waves in the Crust and Models of Crustal Heterogeneity. *Journal of Geophysical Research*, 91, 6465-6489.

- GE, M. et KAISER, P. K. (1990). Interpretation of physical status of arrival picks for microseismic source location. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 80, 1643-1660.
- GE, M. et KAISER, P. K. (1992). Practical application of an innovative microseismic source location procedure. *Geotechnical and Geological Engineering*, 10, 163-184.
- GHRIB, F. et TINAWI, R. (1994). Sur l'analyse de la fissuration des barrages en béton par la mécanique de l'endommagement continu - Comportement statique et dynamique. Rapport technique EPM/GCS-1994-12, Chaire industrielle CRSNG/Hydro-Québec, ALCAN.
- GIBOWICZ, S. J., HARJES, H. P. et SCHÄFER, M. (1990). Source parameter of seismic events at Heinrich Robert Mine, Ruhr Basin, Federal Republic of Germany : Evidence for non double-couple events. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 80, 88-109.
- GIROUX, B., CHOUTEAU, M. et LAVERDURE, L. (2001). Évaluation du facteur de qualité sismique au barrage de Carillon (Québec). *Revue Canadienne de Génie Civil*, 28, 496-508.
- GLADWIN, M. T. et STACEY, F. D. (1974). Anelastic degradation of acoustic pulses in rock. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 8, 332-336.
- GOLDBERG, D. E. (1989). Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine Learning. Addison Wesley.
- GOLUB, G. H. et VAN LOAN, C. F. (1996). Matrix Computations. The Johns Hopkins University Press. 3^e édition.
- GRANET, M. (1983). An automatic seismic signal detection based on linear prediction filter theory. *Annales Geophysicae*, 1, 109-114.

- HANKS, T. C. et MCGUIRE, R. K. (1981). The character of high-frequency strong ground motion. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 71, 1897-1919.
- HARDY, JR., H. R., éditeur (1998). Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials, Sixth Conference, Trans Tech Publications.
- HASEGAWA, H. S. (1974). Theoretical synthesis and analysis of strong motion spectra of earthquakes. *Canadian Geotechnical Journal*, 11, 278-297.
- HATTON, L., WORTHINGTON, M. H. et MAKIN, J. (1986). Seismic Data Processing - Theory and Practice. Blackwell Scientific Publications.
- HOUSE, L. (1987). Locating microearthquakes induced by hydraulic fracturing in crystalline rock. *Geophysical Research Letters*, 14, 919-921.
- IDIER, J. (2000). Problèmes inverses en restauration de signaux et d'images. Mémoire d'habilitation à diriger des recherches, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay.
- JOHNSTON, D. H., TOKSÖZ, M. N. et TIMUR, A. (1979). Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks : II. Mechanisms. *Geophysics*, 44, 691-711.
- JONES, R. M. (1988). Acoustic Emission Monitoring in Nuclear Power Plants. *Materials Evaluation*, 46, 172-173.
- JOSWIG, M. (1990). Pattern recognition for earthquake detection. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 80, 170-186.
- KEILIS-BOROK, V. I. (1957). On the estimation of the displacement in an earthquake source and source dimensions. *Annales Geophysicae*, 12, 205-214.
- KHARRAT, Y. (1997). Auscultation des structures en béton par tomographie sismique de vitesse et d'atténuation. Thèse de Doctorat. Département de génie civil, Université de Sherbrooke, Québec.

- KJARTANSSON, E. (1979). Constant Q -Wave Propagation and Attenuation. *Journal of Geophysical Research*, 84, 4737-4748.
- KLIMEŠ, L. et KVASNIČKA, M. (1994). 3-D network ray tracing. *Geophysical Journal International*, 116, 726-738.
- KNUTH, D. E. (1973). The Art of Computer Programming - Sorting and Searching, volume 3. Addison-Wesley.
- KOERNER, R. M. et LORD, JR. A. E. (1976). Acoustic emission monitoring of earth dam stability. *Water Power & Dam Construction*, 45-49.
- KOERNER, R. M., LORD, JR. A. E. et McCABE, W. M. (1976a). Acoustic emission (microseismic) monitoring of earth dams. Dans *The Evaluation of Dam Safety*. Engineering Foundation Conference Proceedings. American Society of Civil Engineers, 274-291.
- KOERNER, R. M., LORD, JR. A. E. et McCABE, W. M. (1977). Acoustic Emission Behavior of Cohesive Soils. *Journal of the Geotechnical Engineering*, 103, 837-850.
- KOERNER, R. M., LORD, JR. A. E., McCABE, W. M. et CURRAN, J. W. (1976b). Acoustic Emission Behavior of granular Soils. *Journal of the Geotechnical Engineering*, 102, 761-773.
- KROHN, C. E. (1984). Geophone ground coupling. *Geophysics*, 49, 722-731.
- KURITA, T. (1968). Attenuation of short-period P-waves and Q in the mantle. *Journal of Physical Earth*, 16, 61-78.
- LAVERDURE, L. (1994). Wave attenuation of mining induced seismic events : Part I - Bibliography. Rapport technique MRL 94-067 (TR). CANMET.
- LAVERDURE, L. (1995). Wave attenuation of mining induced seismic events : Part II - Spectral Frequency Ratio Method. Rapport préliminaire, CANMET.

- LAY, T. et WALLACE, T. C. (1995). Modern Global Seismology. volume 58 de *International Geophysics Series*. Academic Press, San Diego.
- LEIDENFROST, A., ETTRICH, N., GAJEWSKI, D. et KOSLOFF, D. (1999). Comparison of six different methods for calculating traveltimes. *Geophysical Prospecting*, 47, 269–297.
- LOCKNER, D. (1993). The Role of Acoustic Emission in the study of Rock Fracture. *International Journal on Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanical Abstracts*, 30, 883–899.
- MADARIAGA, R. (1976). Dynamics of an expanding circular fault. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 66, 639–666.
- MADARIAGA, R. (1979). On the Relation Between Seismic Moment and Stress Drop in the Presence of Stress and Strength Heterogeneity. *Journal of Geophysical Research*, 84, 2243–2250.
- MARPLE, S. L. (1987). Digital Spectral Analysis. Prentice Hall P T R, Englewood Cliffs, New Jersey.
- MARTYNOV, V. G., VERNON, F. L., MELLORS, R. J. et PAVLIS, G. L. (1999). High-Frequency Attenuation in the Crust and Upper Mantle of the Northern Tien Shan. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 89, 215–238.
- MATARESE, J. R. (1993). Nonlinear Traveltime Tomography. Thèse de Doctorat, Massachusetts Institute of Technology.
- MATSUNAGA, I., KOBAYASHI, H., SASAKI, S. et ISHIDA, T. (1993). Studying Hydraulic Fracturing Mechanism by Laboratory Experiments with Acoustic Emission Monitoring. *International Journal on Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanical Abstracts*, 30, 909–912.

- McCABE, W. M., KOERNER, R. M. et LORD, JR, A. E. (1976). Acoustic Emission Behavior of Concrete Laboratory Specimens. *ACI Journal*, 367-371.
- MENDECKI, A. J. (1997). Principles of monitoring seismic rockmass response to mining. Dans *Proceedings of the 4th International Symposium on Rockbursts and Seismicity in Mines*. Édité par S. J. Gibowicz et S. Lasocki, Balkema, Kraków, Poland, 69-80.
- MORIYA, H., NAGANO, K. et NIITSUMA, H. (1990). Precise estimation of AE source direction by spectral matrix analysis. Dans *Progress in acoustic emission*, Édité par K. Yamaguchi, H. Takahashi et H. Niitsuma, The Japanese Soc. for NDI, 244-251.
- MORIYA, H., NAGANO, K. et NIITSUMA, H. (1994). Precise source location of AE doublets by spectral matrix analysis of triaxial hodogram. *Geophysics*, 59, 36-45.
- MOSER, T. J. (1991). Shortest path calculation of seismic rays. *Geophysics*, 56, 59-67.
- OHTSU, M. (1991). Simplified Moment Tensor Analysis and Unified Decomposition of Acoustic Emission Source : Application to in Situ Hydrofracturing Test. *Journal of Geophysical Research*, 96, 6211-6221.
- PAPOULIS, A. (1991). Probability, Random Variables, and Stochastic Processes. McGraw-Hill, 3^e édition.
- PARKER, R. L. (1994). Geophysical Inverse Theory. Princeton University Press.
- PAVLIS, G. L. et BOOKER, J. R. (1980). The Mixed Discrete-Continuous Inverse Problem : Application to the Simultaneous Determination of Earthquake Hypocenter and Velocity Structure. *Journal of Geophysical Research*, 85, 4801-4810.

- PRESS, W. H., TEUKOLSKY, S. A., VETTERLING, W. T. et FLANNERY, B. P. (1992). *Numerical Recipes in C : The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 2^e édition.
- RHAZI, J. et BALLIVY, G. (1993a). Damage study by acoustic emission : the role of the transducer. *Canadian Acoustics*, 21, 9-14.
- RHAZI, J. E. et BALLIVY, G. (1993b). Détection, localisation et caractérisation de l'endommagement d'un matériau par émission acoustique. Rapport technique, Département de génie civil, Université de Sherbrooke.
- RIVERA, L. et CISTERNAS, A. (1990). Stress tensor and fault plane solutions for a population of earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 80, 600-614.
- ROBINSON, E. A. et TREITEL, S. (1980). *Geophysical Signal Analysis*. Prentice-Hall.
- RUDAJEV, V. et ŠÍLENÝ, J. (1985). Seismic Events with Non-shear Component : II. Rock Bursts with Implosive Source Component. *Pure and Applied Geophysics*, 123, 17-25.
- SALEH, K. et TREMBLAY, S. (1998). Devis technique de l'injection des joints du plot 1 du barrage poids Carillon. Rapport technique IREQ-98-058, Institut de recherche d'Hydro-Québec.
- SEN, M. K. et STOFFA, P. L. (1992). Rapid sampling of model space using genetic algorithms : examples from seismic waveform inversion. *Geophysical Journal International*, 108, 281-292.
- SEN, M. K. et STOFFA, P. L. (1995). *Global Optimization Methods in Geophysical Inversion*. Elsevier.

- SHERIFF, R. E. (1991). Encyclopedic Dictionary of Exploration Geophysics. SEG, 3^e édition.
- SHERIFF, R. E. et GELDART, L. P. (1995). Exploration Seismology. Cambridge University Press.
- STUTZMANN, E., ROULT, G. et ASTIZ, L. (2000). GEOSCOPE Station Noise Levels. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 90, 690-701.
- THURBER, C. H. (1993). Local earthquake tomography : velocities and V_P/V_S - theory. Dans *Seismic tomography : theory and practice*, Édité par H. M. Iyer et K. Hirahara. Chapman & Hall, 563-583.
- TITTERINGTON, D. M. (1985). Common Structure of Smoothing Techniques in Statistics. *International Statistical Review*, 53, 141-170.
- TOKSÖZ, M. N., JOHNSON, D. H. et TIMUR, A. (1979). Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks : I. Laboratory measurements. *Geophysics*, 44, 681-690.
- TONN, R. (1991). The determination of the seismic quality factor Q from VSP data : A comparison of different computational methods. *Geophysical Prospecting*, 39, 1-27.
- UM, J. et THURBER, C. (1987). A fast algorithm for two-point seismic ray tracing. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 77, 972-986.
- VASCO, D. W., PETERSON, J. E. et MAJER, E. L. (1995). Beyond ray tomography : Wavepaths and Fresnel volumes. *Geophysics*, 60, 1790-1804.
- WU, R. et AKI, K. (1985). Scattering characteristics of elastic waves by an elastic heterogeneity. *Geophysics*, 50, 582-595.

- WU, R.-S., JIN, S. et XIE, X.-B. (2000). Seismic Wave Propagation and Scattering in Heterogeneous Crustal Waveguides Using Screen Propagators : I SH Waves. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 90, 401-413.
- WYSS, M. (1979). Observation and interpretation of tectonic strain release mechanisms. Thèse de Doctorat. California Institute of Technology, Pasadena.
- YUYAMA, S., OKAMOTO, T., SHIGEISHI, M. et OHTSU, M. (1995). Quantitative Evaluation and Visualization of Cracking Process in Reinforced Concrete by a Moment Tensor Analysis of Acoustic Emission. *Materials Evaluation*, 53, 751-756.

ANNEXE A

COMPLÉMENTS THÉORIQUES

A.1 Propagation des ondes sismiques

A.1.1 Solutions aux équations d'onde

Il est possible de trouver des solutions pour (2.10) et (2.11) en fonction de la dilatation Δ et du cisaillement Θ . Cependant, il est plus intéressant d'avoir une expression pour le déplacement ou la vitesse des particules constituant le milieu, ces quantités étant plus facilement mesurables. On a introduit deux fonctions de potentiel $\varphi(x_1, x_2, x_3, t)$ et $\chi(x_1, x_2, x_3, t)$ pour décrire respectivement les mouvements de dilatation et de rotation. φ et χ ont été définis de façon à satisfaire (Sheriff et Geldart, 1995)

$$\mathbf{u} = \nabla\varphi + \nabla \times \chi, \quad (\text{A.1})$$

et $\nabla \cdot \chi = 0$. On pose également que φ est relié à la dilatation par $\nabla^2\varphi = \nabla \cdot \mathbf{u} = \Delta$, que χ est relié à la rotation par $-\nabla^2\chi = \nabla \times \mathbf{u}$, car $\nabla \times \mathbf{u} = \nabla \times \nabla \times \chi = \nabla\nabla \cdot \chi - \nabla^2\chi$, et que φ et χ satisfont (A.1) indépendamment.

Considérons maintenant le cas simple où le potentiel χ est nul et que le potentiel φ ne varie que dans la direction x_1 (c.-à-d. $\varphi = \varphi(x_1, t)$). Le déplacement des

particules en un point sera décrit par

$$\mathbf{u} = \nabla \varphi = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_1}, 0, 0 \right)$$

et ce déplacement se fait donc dans la même direction que la propagation de l'onde. Cette onde est connue comme l'onde P.

Si par contre φ est nul en tout point et que χ varie seulement dans la direction x_1 (c.-à-d. $\chi = \chi(x_1, t)$), le déplacement des particules est décrit par

$$\mathbf{u} = \nabla \times \chi = \left(0, -\frac{\partial \chi_3}{\partial x_1}, \frac{\partial \chi_2}{\partial x_1} \right).$$

Les particules se déplacent perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde et nous sommes en présence d'une onde S. L'onde S est souvent décomposée en une composante verticale par rapport à la direction de propagation (SV) et en une composante horizontale (SH), c.-à-d. l'onde est polarisée.

Solutions des équations des ondes P et S en fonction des potentiels de déplacement

Les ondes harmoniques constituent la solution la plus simple pour résoudre l'équation (A.1). Les ondes harmoniques sont décrites mathématiquement par

$$\psi = A \sin \kappa (lx_1 + mx_2 + nx_3 - Vt) \quad (\text{A.2})$$

ou

$$\psi = A \exp^{j\omega[(lx_1 + mx_2 + nx_3)/V] - t} \quad (\text{A.3})$$

Soit le cas simple d'une onde P incidente à la surface séparant deux demi-espaces élastiques de propriétés distinctes (figure A.1). Les fonctions de potentiel peuvent revêtir les formes harmoniques suivantes

$$\varphi_1(x_1, x_3, t) = A_0 \exp^{i\omega \left(\frac{x_1 \sin \theta_1}{\alpha_1} + \frac{x_3 \cos \theta_1}{\alpha_1} - t \right)} + A_1 \exp^{i\omega \left(\frac{x_1 \sin \theta'_1}{\alpha_1} + \frac{x_3 \cos \theta'_1}{\alpha_1} - t \right)} \quad (\text{A.4})$$

$$\chi_1(x_1, x_3, t) = -B_1 \exp^{i\omega \left(\frac{x_1 \sin \theta_1}{\beta_1} - \frac{x_3 \cos \theta_1}{\beta_1} - t \right)} \mathbf{j} \quad (\text{A.5})$$

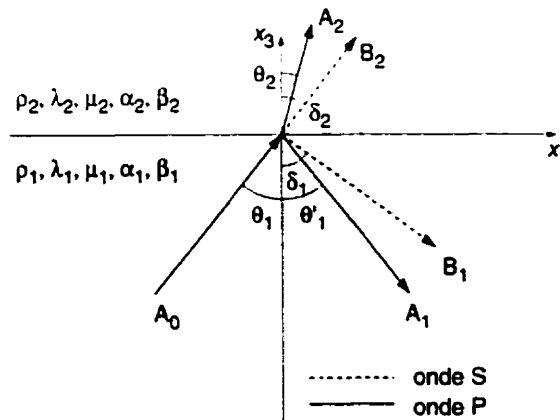


Figure A.1: Représentation schématique d'une onde P incidente (A_0) à la surface séparant deux milieux de propriétés différentes. Une fraction de l'énergie est réfléchie alors que la fraction restante est transmise à travers le deuxième milieu (loi de Snell). Il y a génération d'une onde S à l'interface.

$$\varphi_2(x_1, x_3, t) = A_2 \exp i\omega \left(\frac{x_1 \sin \theta_1}{\alpha_1} + \frac{x_3 \cos \theta_1}{\alpha_1} - t \right) \quad (\text{A.6})$$

$$\chi_2(x_1, x_3, t) = -B_2 \exp i\omega \left(\frac{x_1 \sin \delta_2}{\beta_2} + \frac{x_3 \cos \delta_2}{\beta_2} - t \right) \mathbf{j}. \quad (\text{A.7})$$

Les amplitudes A_0 , A_1 , A_2 , B_1 et B_2 sont déterminées à partir des conditions aux limites.

A.2 Traitement du signal

A.2.1 Définitions

Notion de stationnarité

Un processus aléatoire est stationnaire au sens *strict* si toutes ses propriétés statistiques, toutes ses distributions, sont invariantes sous une translation dans le temps. Lorsque la stationnarité est limitée au deux premiers ordres (moyenne et variance), on dit qu'il y a stationnarité au sens *large*.

Autocorrélation

La fonction d'autocorrélation $R_{xx}(t_1, t_2)$ d'un processus aléatoire réel $\mathbf{x}(t)$ est définie comme l'espérance mathématique du produit $\mathbf{x}(t_1)$ et $\mathbf{x}(t_2)$ (Papoulis, 1991)

$$\begin{aligned} R_{xx}(t_1, t_2) &= E\{\mathbf{x}(t_1)\mathbf{x}(t_2)\} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x_1 x_2 f(x_1, x_2; t_1, t_2) dx_1 dx_2, \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

où $f(x, t)$ est la fonction de densité de probabilité de $\mathbf{x}(t)$. La fonction d'autocovariance C_{xx} de $\mathbf{x}(t)$ est

$$C_{xx}(t_1, t_2) = R_{xx}(t_1, t_2) - \eta(t_1)\eta(t_2) \quad (\text{A.9})$$

où $\eta(t) = E\{\mathbf{x}(t)\}$ est la moyenne de la variable aléatoire $\mathbf{x}(t)$. La fonction C_{xx} sera égale à l'autocorrélation pour des processus de moyenne nulle. On remarque qu'en géophysique, on utilise indistinctement les termes autocovariance et autocorrélation, les moyennes étant soustraites *de facto* (Hatton *et al.*, 1986).

Pour un signal discret de longueur finie N , l'autocorrélation devient un estimé de la fonction (A.8) (Hatton *et al.*, 1986)

$$r_k(x) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-k-1} x_t^* x_{t+k}, \quad k = 0, 1, \dots, N-1, \quad (\text{A.10})$$

où l'indice k dénote le k^e échantillon de la séquence et $*$ indique le conjugué complexe.

Intercorrélation

La fonction d'intercorrélation $R_{xy}(t_1, t_2)$ de deux signaux aléatoires réels $\mathbf{x}(t)$ et $\mathbf{y}(t)$ est définie comme (Papoulis, 1991)

$$R_{xy}(t_1, t_2) = E\{\mathbf{x}(t_1)\mathbf{y}(t_2)\}. \quad (\text{A.11})$$

Elle représente une mesure de la similarité entre deux processus. Pour deux signaux discrets de longueur finie N , l'intercorrélacion devient un estimé de la fonction (A.11) (Hatton *et al.*, 1986)

$$g_k(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-k-1} x_t^* y_{t+k}, \quad k = 0, 1, \dots, N-1. \quad (\text{A.12})$$

Les processus $x(t)$ et $y(t)$ sont dit *orthogonaux* si

$$R_{xy}(t_1, t_2) = 0 \quad \text{pour chaque } t_1 \text{ et } t_2 \quad (\text{A.13})$$

et sont dits *non corrélés* si

$$C_{xy}(t_1, t_2) = 0 \quad \text{pour chaque } t_1 \text{ et } t_2. \quad (\text{A.14})$$

On remarque également que, pour des séries périodiques réelles de période N ,

$$\begin{aligned} g_k(x, y) &= g_{-k}(y, x), \\ &= \sum_{t=0}^{N-1} y_t^* x_{t-k}. \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Convolution

L'opération de convolution permet de calculer la sortie $s(t)$ d'un système linéaire à une entrée $e(t)$ connue, connaissant également la fonction de transfert $h(t)$ de ce système. La convolution des exprimée en termes mathématiques selon

$$\begin{aligned} s(t) &= h(t) * e(t) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} h(t - \tau) e(\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Si le système est du domaine discret et que les séquences sont de longueur finie N , on a alors la sommation

$$s_k = \sum_{t=0}^N h_{k-t} e_t, \quad k = 0, 1, \dots, 2N-1. \quad (\text{A.17})$$

La convolution est commutative et associative en plus d'obéir aux axiomes de linéarité - homogénéité, additivité, distributivité. On remarque également la similitude entre l'intercorrélation (A.12) et la convolution (A.17), ce qui permet d'écrire, pour des séries périodiques réelles

$$\begin{aligned} g_k(x, y) &= g_{-k}(y, x) = \sum_{t=0}^{N-1} y_t x_{t-k} = \sum_{t=0}^{N-1} y_t x_{-(k-t)} \\ &= y_k * x_{-k} = x_{-k} * y_k. \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

On peut ainsi obtenir l'intercorrélation de deux séquences en renversant la première et en la convoluant avec la seconde.

A.3 Algorithme *heap sort*

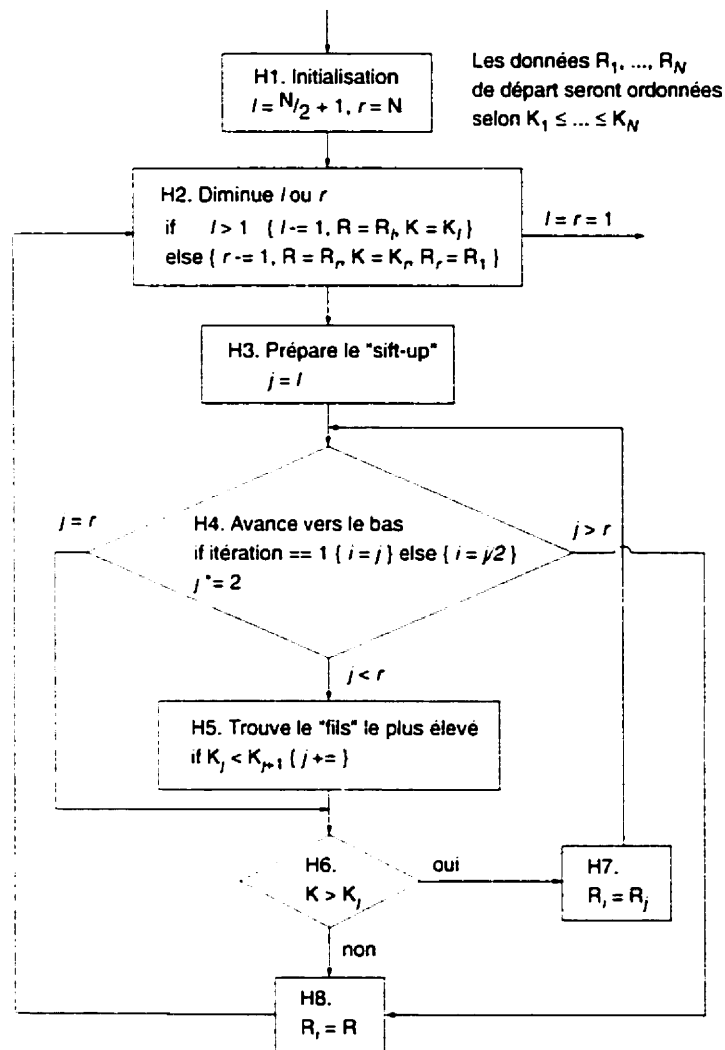


Figure A.2: Organigramme de l'algorithme *heap sort* tel que présenté par Knuth (1973).

ANNEXE B

FORMULATION DU RAPPORT $H_Q(\omega)$ PAR DENSITÉ INTER-SPECTRALE

B.1 Dérivation

On montre dans cette section comment on peut arriver à une expression de $H_Q(\omega)$ pour un biais minime causé par le bruit, c.-à-d. une expression qui idéalement vaudrait

$$H_Q(\omega) = \left| \frac{H_a(\omega)}{H_b(\omega)} \right| \quad (\text{B.1})$$

pour le système décrit aux équations (2.37) et (2.38), et illustré à la figure B.1. Cette dérivation constitue une des contribution de la thèse.

La fonction d'autocorrélation du signal $a(t)$ s'écrit (Papoulis, 1991)

$$\begin{aligned} R_a(\tau) &= E \{ (x(t) + m(t))(x(t + \tau) + m(t + \tau)) \}, \\ R_a(\tau) &= R_x(\tau) + R_m(\tau) + R_{xm}(\tau) + R_{mx}(\tau), \\ R_a(\tau) &= R_x(\tau) + R_m(\tau). \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Suivant le même chemin, on trouve pour $b(t)$

$$R_b(\tau) = R_y(\tau) + R_n(\tau), \quad (\text{B.3})$$

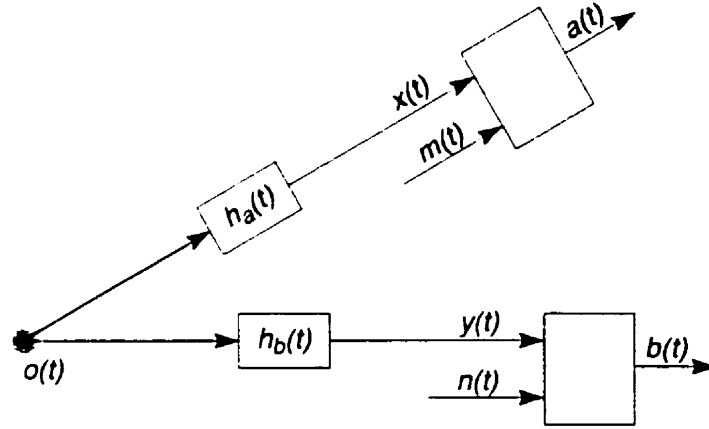


Figure B.1: Système équivalent.

et la fonction d'intercorrélation entre $a(t)$ et $b(t)$ vaut

$$\begin{aligned} R_{ab}(\tau) &= E \{ (x(t) + m(t))(y(t + \tau) + n(t + \tau)) \} \\ R_{ab}(\tau) &= R_{xy}(\tau) + R_{mn}(\tau) + R_{xn}(\tau) + R_{my}(\tau) \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Si le bruit $m(t)$ n'est pas corrélé avec le bruit $n(t)$ (hypothèse du bruit aléatoire), alors

$$R_{ab}(\tau) = R_{xy}(\tau) \quad (\text{B.5})$$

Or, les fonctions R_{xy} et R_y peuvent également s'écrire

$$\begin{aligned} R_{xy}(\tau) &= x(-\tau) * y(\tau) \\ &= o(-\tau) * h_a(-\tau) * o(\tau) * h_b(\tau) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

$$\begin{aligned} &= R_o(\tau) * h_a(-\tau) * h_b(\tau), \\ R_y(\tau) &= o(\tau) * h_b(\tau) * o(-\tau) * h_b(-\tau) \\ &= R_o(\tau) * h_b(\tau) * h_b(-\tau). \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Maintenant, on sait que la transformée de Fourier de $R(t)$ est le spectre de puissance $S(\omega)$. Ainsi, en combinant (B.5) et (B.6) on trouve

$$S_{ab}(\omega) = S_{xy}(\omega) = S_o(\omega) H_a^*(\omega) H_b(\omega). \quad (\text{B.8})$$

On a également que

$$S_y(\omega) = S_o(\omega)H_b(\omega)H_b^*(\omega). \quad (\text{B.9})$$

En faisant le rapport de (B.8) sur (B.9), on trouve une expression égale à l'équation (B.1) recherchée. Cependant $S_y(\omega)$ n'est pas directement connu. Prenant la transformée de Fourier de (B.3), on a

$$S_b(\omega) = S_y(\omega) + S_n(\omega), \quad (\text{B.10})$$

pour laquelle $S_b(\omega)$ et $S_n(\omega)$ peuvent être calculés à partir des sismogrammes mesurés. On obtient alors l'expression finale

$$\begin{aligned} \dot{H}_Q(\omega) &= \frac{S_{ab}(\omega)}{S_b(\omega) - S_n(\omega)} = \frac{S_o(\omega)H_a^*(\omega)H_b(\omega)}{S_o(\omega)H_b^*(\omega)H_b(\omega)} \\ &= \left| \frac{H_a^*(\omega)}{H_b^*(\omega)} \right| \\ &= \left| \frac{H_a(\omega)}{H_b(\omega)} \right| \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$